

THÈSES

présentées à la

FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

CENTRE D'ORSAY

pour obtenir le grade de

DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

par

Ludwik KOWALSKI

1^{re} THÈSE

Contribution à l'étude de la fission des noyaux lourds
à grande énergie

2^e THÈSE : *Propositions données par la Faculté*

Soutenues le 26 Juin 1963 devant la Commission d'examen :

MM. TEILLAC

Président

HOROWITZ

LEFORT

RADVANYI

} *Examineurs*

MASSON & C^{ie}, ÉDITEURS

120, boulevard Saint-Germain

P A R I S — 1 9 6 3

THÈSES

présentées à la

FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

CENTRE D'ORSAY

pour obtenir le grade de

DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

par

Ludwik KOWALSKI

1^{re} THÈSE

Contribution à l'étude de la fission des noyaux lourds
à grande énergie

2^e THÈSE : *Propositions données par la Faculté*

Soutenues le 26 Juin 1963 devant la Commission d'examen :

MM. TEILLAC

Président

HOROWITZ

LEFORT

Examineurs

RADVANYI

MASSON & C^{ie}, ÉDITEURS

120, boulevard Saint-Germain

P A R I S — 1 9 6 3



FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

Doyen M. ZAMANSKY.

PROFESSEURS

G. JULIA	T	Analyse supérieure et Algèbre supérieure.	CHAMPETIER	T	Chimie macromolécul.	PISOT	T	Techniques mathématiques de la physique.
DE BROGLIE	T	Théories physiques.	CUVILLIER	T	Micropaléontologie.	ROCH	T	Géologie.
PRENANT	T	Anatomie et histologie comparées.	JUNG	T	Pétrographie.	SCHATZMAN	T	Astrophysique.
GRASSÉ	T	Évolution des êtres organisés.	TRILLAT	T	Microscopie et diffraction électronique	TERMIER	T	Paléontologie stratigraphique.
PRÉVOST	T	Chimie organique.	WIEMANN	T	Chimie org. et structurale.	ZAMANSKY	T	Mathématiques générales.
CHAUDRON	T	Chimie appliquée.	JACQUINOT	T	Spectroscopie et physique céleste (Orsay).	LENNUIER	T	Physique (M.G.P.).
WYART	T	Minéralogie et Cristallographie.	VASSY	T	Physique de l'atmosphère.	RIZET	T	Génétique (Orsay).
TEISSIER	T	Zoologie.	DESTOUCHES	T	Théories physiques.	ROUTHIER	T	Géologie appliquée.
MANGENOT	T	Biologie végétale (Orsay).	AMIEL	T	Chimie générale.	M ^{me} TONNELAT ..	T	Physique théorique.
AUGER	T	Physique quantique et Relativité.	HOCART	T	Minéralogie et Cristallographie.	DUMIER	T	Mathématiques (M.P.C.).
MONNIER	T	Physiologie générale.	J.-P. MATHIEU ..	T	Physique (Optique)	SOUGHAY	T	Chimie générale.
PIVETEAU	T	Paléontologie.	COUTEAUX	T	Biologie animale (P.C.B.).	AIGRAIN	T	Électrotechnique générale.
ROCARD	T	Physique (E.N.S.).	MAY	T	Zoologie (Orsay).	BRUSSET	T	Chimie systématique.
CARTAN	T	Mathématiques (E.N.S.).	CHOQUET	T	Théorie des fonct. et topologie.	M. LÉVY	T	Physique théorique des hautes énergies (Orsay).
LAFFITTE	T	Chimie générale	FELDMANN	T	Biologie végétale marine.	M ^{me} CHAIX	T	Chimie biologique.
FAVARD	T	Géométrie supérieure.	GUINIER	T	Physique des solides (Orsay)	M ^{me} HUREL-PY ..	T	Biologie végétale (P.C.B.).
COULOMB	T	Biol. animale (S.P.C.N.).	JOST	T	Physiologie comparée	PIAUX	T	Chimie (M.P.C.).
M ^{lle} COUSIN	T	Chimie minérale.	FORTET	T	Calcul des probabilités et physique mathématique.	BRUN	T	Mécan. théorique des fluides.
CHRÉTIEN	T	Zoologie.	SCHWARTZ	T	Calcul différentiel et intégral.	LEDERER	T	Chimie biologique.
DRACH	T	Physique (E.N.S.).	CHOUARD	T	Physiologie végétale.	M ^{me} DUBREIL	T	Mathématiques (Agrég.).
KASTLER	T	Génétique.	MALAVARD	T	Aviation (Techn. Aéronaut.).	M ^{me} LELONG	T	Mathématiques (E.N.S.).
EPHROSSI	T	Géologie (S.P.C.N.) et Sédim.	BRELOT	T	Calcul différentiel et intégral.	BELLAIR	T	Géologie (S.P.C.N.).
RIVIÈRE	T	Biologie végétale (P.C.B.).	NORMANT	T	Synthèse organique générale.	COTTE	T	Physique électricité.
GAUTHERET	T	Recherches physiques.	BÉNARD	T	Chimie minérale.	J.-E. DUBOIS ..	T	Chimie organique.
R. LUCAS	T	Biologie cellulaire.	BUYAT	T	Botanique (E.N.S.).	LAMOTTE	T	Zoologie (E.N.S.).
A. THOMAS	T	Optique appliquée.	DUCUÉ	T	Statistiques mathématiques.	A. MICHEL	T	Chimie minérale (Orsay).
ARNULF	T	Physique Enseignement	SOULAIRAC	T	Psychophysiologie.	OLMER	T	Énergétique générale.
MORAND	T	Physique (P.C.B.).	ULRICH	T	Physiologie végétale.	ROUAULT	T	Électricité (Orsay).
SOLEILLET	T	Mécanique expérim. des fluides.	MARÉCHAL	T	Optique théorique et appliquée.	GAUTHIER	T	Mécanique appliquée.
FORTIER	T	Astronomie.	KIRRMANN	T	Théories chimiques.	BARCHEWITZ ..	T	Chimie physique.
DANJON	T	Biologie maritime.	CHADEFAUD	T	Botanique.	BROSSEL	T	Physique atomique.
PETIT	T	Météorologie et dynamique atmosphérique.	M ^{lle} LE BRETON ..	T	Physiologie de la nutrition.	BUSER	T	Physiologie comparée.
QUENY	T	Embryologie.	SALEM	T	Mathématiques générales.	CAMUS	T	Physiologie végétale (B.M.P.V.).
GALLIEN	T	Botanique.	LELONG	T	Application de l'analyse à la géométrie.	CASTAING	T	Physique (Orsay).
EICHORN	T	Biologie végétale (S.P.C.N.).	DEVILLERS	T	Anatomie et Histologie comparées.	CURIEN	T	Minéralogie et Cristallographie.
DE CUGNAC	T	Chimie physique.	EHRSMANN	T	Topologie algébrique.	MOYSE	T	Physiologie végétale (Orsay).
THELLIER	T	Physique du Globe.	FRANÇON	T	Physique (S.P.C.N.).	NOIROT	T	Évolution des êtres organisés.
L'HÉRITIER	T	Biologie générale (Orsay).	GLANGEAUD	T	Géographie physique et Géologie dynamique.	PANNETIER	T	Chimie générale (Orsay).
GRIVET	T	Radioélectricité (Orsay)	GODEMENT	T	Mathématiques (M.P.C.).	POSSOMPES	T	Zoologie.
PONCIN	T	Mécanique générale.				PULIMAN	T	Chimie théorique.
DUBREIL	T	Arithmétique et théorie des nombres.				TEILLAC	T	Physique nucléaire et Radioactivité.
QUELET	T	Chimie organique.				TONNELAT	T	Biologie physico-chim.
CAGNIARD	T	Géophysique appliquée.				VILLE	T	Économétrie.
						WILLEMART	T	Chimie (P.C.B.).
						DONÉ	T	Chimie (Orsay).
						FREYMANN	T	Recherches physiques.
						GUINOCHE	T	Biol. végét. (S.P.C.N.) (Orsay).

PROFESSEURS (suite)

ROLLET	T	Chimie (P.C.B.).	LEMÉE	T	Physiol. vég. (B.M.P.V.) (Orsay).	M ^{lle} FOURCROY ..	Biol. végétale (S.P.C.N.).
M ^{lle} JOSIEN	T	Chimie (S.P.C.N.).	GUÉRIN	T	Chimie (M.P.C.) (Orsay).	M ^{me} CHOQUET-	
CHEVALLEY	T	Géométrie algébrique et théorie des groupes.	M. CHATELET	T	Chimie (P.C.B.).	BRCHAT	T Mécanique analytique et mécanique céleste
ARNOULT	T	Electronique (Orsay)	JEAN	T	Physique nucléaire (Orsay).	M ^{lle} VEIL	Physiologie générale
CHAPELLE	T	Physique (Orsay).	MATTLER	T	Physique (S.P.C.N.).	WOLFF	T Microbiologie.
DELANGE	T	Mathématiques (Orsay).	L. MICHEL		Physique théor. des hautes énergies (Orsay).	SIESTRUCK	T Mécanique physique et expérimentale.
DENY	T	Mathématiques générales (Orsay).	BERGERARD	T	Zoologie (Orsay).	LACOMBE	T Métallurgie des métaux nucléaires.
GERMAIN	T	Mécanique théorique des fluides.	BERTIN	T	Electronique (Orsay).	BROCHARD	T Physique P.C.B. (Orsay).
G. LUCAS	T	Géologie.	BOUSSIÈRES		Chimie des radioéléments (Orsay).	CABANNES	T Mécanique générale.
ALLARD	T	Chimie physique.	M ^{me} COUTURE	T	Thermodynamique et mécanique physique.	LESIEUR	T Mathématiques M.P.C. (Orsay).
BERTHELOT	T	Physique fondamentale des hautes énergies (Orsay).	ELLENBERGER	T	Géologie appliquée sur le terr.	MAZET	T Mécanique générale (Orsay).
BRUCARD	T	Météorologie et physique de l'atmosphère.	FRANC		Biol. animale (P.C.B.).	CAIRE	Géographie phys. et Géol. dynamique.
M ^{me} ALBE-FESSARD.	T	Psychophysiologie.	SCHNELL		Botanique tropicale (Orsay).	COMOLET	T Mécanique des fluides.
FRIEDEL	T	Physique des solides (Orsay).	STOLKOWSKI		Physiologie générale.	CORABOEUF	Physiologie animale
M. JULIA		Études des mol. naturelles complexes.	ACHER		Chimie biol. (Orsay).	DELLOUE	Physique de l'exosphère
LENDER	T	Biol. animale (S.P.C.N.) (Orsay).	BAUDOIN		Biologie animale (P.C.B.).	GORENFLOT	Botanique II (Orsay)
MAGAT		Physicochimie des radioéléments.	BEAUMONT		Biologie animale (S.P.C.N.).	HOUILLOU	Biologie animale (P.C.B.).
M ^{lle} QUINTIN	T	Electrochimie.	BLAMONT	T	Géophysique ionosphère.	J. JULIEN	Chimie (P.C.B.).
MONOD	T	Chimie du métabolisme	BOURREAU		Botanique.	MALGRANGE	T Techn. math. de la Phys
PENOIT	T	Physiol. anim. (Orsay).	D. CURIE		Physique (M.G.P.).	OLIVIER	Anthropologie.
DE POSSEL	T	Analyse numérique.	DURAND-DELGA ...		Géologie.	NOZERAN	T Botanique II (Orsay).
CHARLOT	T	Chimie analytique.	FRÉON	T	Chimie organique (Orsay).	BLANC-LAPIERRE ..	Phys. E.N.S. (Orsay).
HAÏSSINSEY	T	Radiochimie.	HELLER	T	Physiologie végétale.	CREVAUGEON	T Botanique (Orsay).
			TORTRAT	T	Calcul des probabilités	KAHANE	T Mathématiques (Orsay)
			CAILLEUX		Géologie (S.P.C.N.).	SAMUEL	T Math. E.N.S. féminine
			MAGNAN	T	Physique (S.P.C.N.).	KOURGANOFF	T Astronomie (Orsay).
			DAUDEL	T	Mécanique ondulatoire appliquée à la chimie théorique et à la physique nucléaire.	THIRY	T Mécanique céleste.

Secrétaire Général R. POUILLAIN

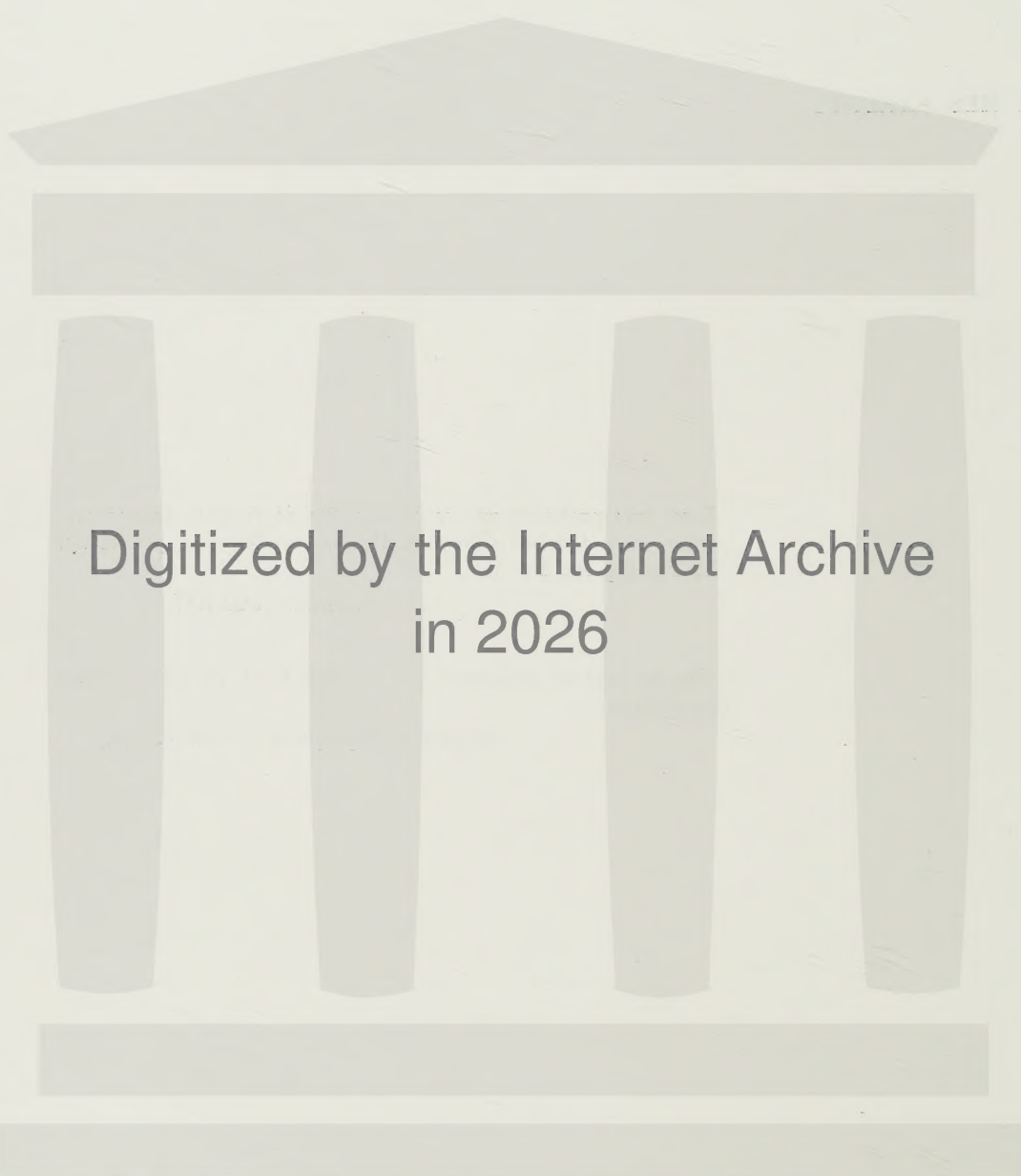
A MES PARENTS

... Il est très probable que ce phénomène de rupture doit se produire avec d'autres éléments. Parmi ces éléments, j'ai essayé Tl, Pb, Hg, Au, Pt ...

FRÉDÉRIC JOLIOT

« Sur la rupture explosive des noyaux U et Th sous l'action des neutrons. »

Journal de Physique et le Radium (1939).



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41550210_0053

Je tiens à rendre un très respectueux hommage à la mémoire du Professeur F. Joliot-Curie qui a bien voulu m'accueillir dans son laboratoire à Orsay. M. le Professeur Teillac a ensuite suivi de près cette étude jusqu'à son terme et je lui exprime mes sincères remerciements. J'exprime ma très grande reconnaissance à M. P. Radvanyi, Maître de Recherches, qui m'a initié à la recherche et qui a dirigé ce travail, me prodiguant son aide et ses conseils. Que Mme H. Langevin trouve ici mes sincères remerciements pour son aide active dans nos expériences. Je tiens à préciser ici que les discussions nombreuses avec M. M. Lefort ainsi qu'avec MM. N. Sugarman, W. Swiatecki, G. Cortini, T. Sikkeland et Ch. Coryell m'ont beaucoup aidé dans l'interprétation des résultats obtenus. Je remercie également M. F. Netter pour son aide et ses conseils pendant une partie de ce travail réalisé à Saclay. Je remercie tout particulièrement M. C. Stephan, collaborateur et ami, pour l'aide active et sans réserves qu'il m'a apportée tout au long de ce travail. L'aide technique de MM. G. Corbe, R. David-Boyer et F. Reide m'a été particulièrement utile. Je remercie également les équipes du synchrotron, de l'atelier de mécanique et du bureau d'études.

Je suis très reconnaissant à la Commission des Bourses Joliot-Curie pour l'aide matérielle qu'elle m'a accordée et qui m'a permis de réaliser ce travail.

Que M. le Professeur C. Pawlowski de l'École Polytechnique de Varsovie trouve ici mes remerciements pour l'intérêt qu'il a porté à ce travail et pour le congé qui m'a été accordé.

INSTITUT DU RADIUM. LABORATOIRE « JOLIOT-CURIE » DE PHYSIQUE NUCLÉAIRE

(Professeur Jean TEILLAC)

Faculté des Sciences de Paris, Centre d'Orsay, B. P. n° 1, Orsay (S.-et-O.)

CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DE LA FISSION DES NOYAUX LOURDS A GRANDE ÉNERGIE

Par

LUDWIK KOWALSKI

INTRODUCTION

La fission du noyau d'uranium, induite par les neutrons, a été découverte en 1939 (32) (41) (58). En même temps, il a été proposé une théorie de cette réaction, théorie basée sur l'analogie qui existe entre un noyau lourd et une goutte liquide chargée électriquement (5) (22). Selon cette théorie la fission du noyau a lieu dès qu'une partie suffisante de l'énergie apportée par la particule incidente (y compris son énergie de liaison avec le noyau cible) se trouve concentrée sur les degrés de liberté des mouvements collectifs correspondants. La quantité d'énergie minimum nécessaire pour provoquer cette réaction s'appelle seuil de la fission B_f , cette quantité étant déterminée par la déformation critique de la goutte à partir de laquelle la répulsion coulombienne commence à prédominer sur les forces d'attraction nucléaire (12) (37). Sur la courbe de variation de l'énergie potentielle en fonction de la déformation (fig. 1), on voit que le seuil de fission, ou si l'on préfère la hauteur de la barrière s'opposant à la fission, est en fait la différence entre l'énergie du noyau composé initial et l'énergie au stade de déformation critique (« point de selle »).

Dès les premières études, on prévoyait que même des noyaux beaucoup plus légers que l'uranium peuvent subir la fission si l'énergie fournie est suffisante, et ceci

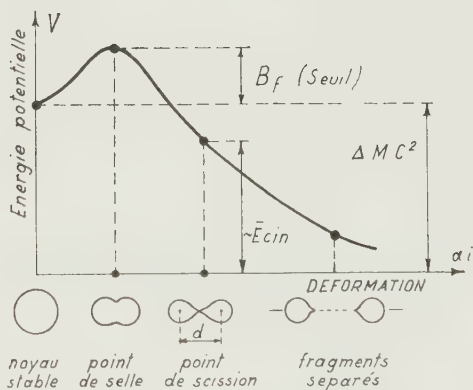


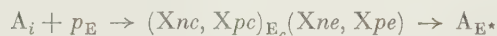
FIG. 1. — Représentation symbolique des différents stades de la fission.

fut confirmé expérimentalement (45) (72) dès que fut construit le premier accélérateur de grande énergie. Pour les noyaux se trouvant dans le domaine environnant l'or, les seuils de fission sont de l'ordre de quelques dizaines de mégaélectron-volts et leurs sections efficaces, de quelques millibarns. D'autre part, si pour l'uranium

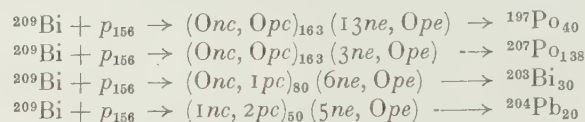
la section efficace de fission en fonction de l'énergie des particules incidentes augmente brusquement à partir du seuil, pour les noyaux plus légers on observe (85) une augmentation nettement plus lente, ceci étant dû au grand nombre de réactions qui, à cette énergie, entrent en compétition avec la fission.

Plusieurs méthodes expérimentales ont été utilisées pour étudier la fission des noyaux lourds, induite par les particules accélérées à quelques centaines de mégaélectron-volts : méthode radiochimique (20) (54) (67) (72) (75) (86) (90), émulsions nucléaires (14) (17) (69), chambres d'ionisation (25) (43) (44) (45) (85). L'interprétation des résultats obtenus dans ce domaine est assez difficile car la fission est en général précédée par des étapes intermédiaires : interaction directe (dite « cascade ») et évaporation de nucléons.

Les noyaux résiduels après la cascade peuvent avoir différentes masses, différentes charges et une large dispersion des énergies d'excitation E_c^* . Chaque noyau peut alors subir la fission, soit immédiatement, soit après « refroidissement » préalable par émission d'un certain nombre de nucléons. Pour rendre compte de toutes ces possibilités, introduisons la notation suivante :



où A_i est le noyau cible, p_E indique la nature et l'énergie (en MeV) des particules incidentes, Xnc et Xpc — le nombre de neutrons et de protons émis pendant la cascade, E_c — l'énergie d'excitation (en MeV) aussitôt après la cascade, Xne et Xpe — le nombre de neutrons et de protons émis pendant l'étape d'évaporation, E^* — l'énergie d'excitation (en MeV) du noyau final A subissant la fission. A titre d'exemple, indiquons quelques types de fissions qui peuvent avoir lieu lorsqu'on bombarde la cible ^{209}Bi avec des protons de 156 MeV.



La probabilité d'avoir telle ou telle cascade peut être trouvée par le calcul dit de « Monte-Carlo » (1) (29) (60). Nous nous sommes servis des résultats des calculs de E. Gradsztajn (29) qui ont été faits dans notre laboratoire pour l'uranium, le bismuth et l'or bombardés par des protons de 156 MeV. A titre d'exemple, nous présentons dans le tableau I les résultats du calcul concernant une cible de ^{209}Bi .

Parmi les nucléons émis pendant l'étape d'évaporation le nombre des protons est assez faible à cause de la barrière coulombienne (moins de 5 p. 100). L'émission de neutrons par un noyau, en modifiant le paramètre caractéristique Z^2/A , augmente au fur et à mesure la probabilité de la fission tout en diminuant en même temps la probabilité d'évaporations successives (72). La figure 2 représente schématiquement les fissions qui peuvent avoir lieu aux différents stades d'évaporation de neutrons après l'une des cascades possibles sur le noyau cible ^{209}Bi :

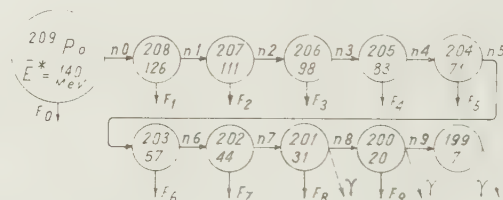


FIG. 2. — Compétition entre fission (f) et émission d'un neutron (n) à chaque étape de la chaîne d'évaporation qui suit la cascade nucléaire : $^{209}\text{Bi} + p_{156} \rightarrow (Inc, Opc)_{140}$. Le calcul de cette chaîne d'évaporation est décrit dans le chapitre III.

TABLEAU I

Distribution de 949 cascades nucléaires pour 1 146 protons de 156 MeV bombardant une cible de ^{209}Bi . 77 protons traversent le noyau sans interaction et 115 forment directement des noyaux composés (d'après (29)).

Énergie après la cascade $\pm 15,5$ MeV	Type de cascade											Total
	p, n	p, p	p, 2n	p, pn	p, 2p	p, p2n	p, 3n	p, 2pn	p, 3p	p, p3n	p, 2p2n	
16	41	57	7	43	18	12	0	8	2	1	1	190
47	30	46	29	53	12	18	11	7	3	2	2	214
78	30	47	23	42	5	16	4	2	0	3	0	172
109	43	48	31	32	3	6	12	0	0	0	0	175
140	139	18	35	3	0	0	3	0	0	0	0	198
Total	283	216	125	173	38	52	30	17	5	6	3	949

La plupart des méthodes expérimentales utilisées jusqu'ici ne permettent pas de distinguer entre elles des fissions se produisant à des stades d'évaporation différents d'une part, et après des cascades différentes d'autre part.

Les premiers travaux de Goeckermann et Perlman (72), ceux de Kelley et Wiegand (45) ainsi que des travaux plus récents (14) (54) (75) (85) (90) avaient montré que les noyaux plus légers que l'uranium sont aussi susceptibles de subir la fission lorsque l'énergie d'excitation est suffisamment grande. Les mesures des sections efficaces même pour l'uranium étaient peu précises et les écarts entre les résultats des différents auteurs atteignaient quelquefois un facteur 2 (voir, par exemple, les références (85) et (43), (54) et (69). On savait également que, contrairement à ce qui se passe dans le domaine des énergies plus faibles, la fission devient symétrique lorsque l'on étudie le spectre de masse en utilisant des protons de quelques centaines de mégaélectron-volts. A part une évaluation peu précise concernant l'uranium et le bismuth bombardés par des neutrons formant un spectre d'énergie moyenne 90 MeV (44) il n'y avait pas au début de notre travail de mesures directes d'énergie cinétique des fragments de fission dans le domaine des protons de grande énergie (38).

Il n'y avait pas, non plus, de mesures directes des quantités de mouvement transmises aux noyaux fissionnants sous l'action des protons. On pouvait, en principe, déduire cette grandeur de l'étude des traces des fragments de fission dans les émulsions nucléaires (68) (69) ou à partir de la distribution spatiale de la radioactivité des produits de fission autour d'une cible (75), mais les estimations — nécessitant quelquefois des hypothèses supplémentaires — ont été peu précises. Nous verrons que la méthode utilisée ici permet de trouver directement la distribution de la quantité de mouvement des noyaux fissionnants sans hypothèses supplémentaires. Dans ces conditions, les résultats obtenus fournissent des informations sur les étapes qui précèdent la fission.

Les données sur la distribution angulaire des fragments des fissions étaient très confuses au début de ce travail (39). On pensait qu'en augmentant l'énergie des protons incidents, la direction privilégiée de fission qui est parallèle au faisceau pour les énergies plus faibles

que 90 MeV devient perpendiculaire au faisceau pour des énergies plus grandes (35) (57), mais les résultats des mesures utilisées pour avancer cette interprétation étaient peu précis et souvent même contradictoires. Par exemple, d'après (69) pour l'uranium il existerait une anisotropie de type $R(\theta) = 1 + b \sin^4 \theta$ alors que d'après (93) dans le même domaine d'énergie cette distribution angulaire pour Bi serait $R(\theta) = 1 + b \cos^2 \theta$ (Nous savons maintenant qu'aussi bien dans le cas (69) que dans le cas (93) une forte anisotropie instrumentale perturbait les résultats (65) (75)).

Nous avons entrepris cette étude afin de mieux déterminer les différentes grandeurs caractéristiques de la fission. L'énergie des protons incidents de 156 MeV était très intéressante car il n'y avait encore, que peu de résultats concernant ce domaine. Nous nous trouvons ici dans une situation intermédiaire entre les énergies de plusieurs centaines de mégaélectron-volts avec lesquelles furent faites la plus grande partie des expériences à grande énergie, et les énergies beaucoup plus faibles où la fission a déjà trouvé ses applications pratiques.

Nous avons pu utiliser un type nouveau de détecteurs paraissant tout de suite particulièrement adapté à l'étude de la fission : les jonctions $n - p$ au silicium (26). Nos mesures ont été faites sur le faisceau externe de protons de 156 MeV du synchrocyclotron d'Orsay, après avoir contrôlé préalablement le dispositif expérimental avec les neutrons lents de la pile atomique EL-3 de Saclay. Nous avons choisi des cibles d'uranium, de bismuth et d'or, pour pouvoir comparer ces trois cibles, très différentes du point de vue de la fission.

Après une description de la méthode expérimentale utilisée (chap. I) nous présenterons les résultats des mesures et leur interprétation (chap. II) : sections efficaces, spectres d'énergie cinétique des fragments de fission, distribution angulaire de ces derniers par rapport au faisceau incident et quantités de mouvement transférées par les protons incidents aux noyaux fissionnants. Ensuite, dans le chapitre III nous présenterons un essai de calcul numérique basé sur les résultats de la méthode de Monte-Carlo et des formules de physique statistique permettant de calculer les chaînes d'évaporation. Enfin, nous terminerons notre exposé par un résumé de nos résultats et de leur discussion (chap. IV).

M. Netter qui avait été mis à notre disposition pendant cinq semaines environ. Les neutrons lents provenant du modérateur du réacteur traversent la cible de ^{239}Pu . Le flux au niveau de la cible est de l'ordre de $10^8 \text{ n/cm}^2 \cdot \text{sec}$. En utilisant une cible de $0,23 \text{ mg/cm}^2$ nous avons trouvé le spectre d'énergie classique des fragments à deux maximums et une distribution angulaire isotrope avec $N(0^\circ)/N(90^\circ) = 1,00 \pm 0,01$.

Par la suite, toutes les expériences effectuées ont été réalisées en utilisant le faisceau externe de protons de 156 MeV du synchrocyclotron d'Orsay. La figure 5 représente le dispositif utilisé pendant ces expériences. La section du faisceau focalisé par une paire de lentilles magnétiques quadrupolaires était au niveau de notre cible de $1,0 \times 0,6 \text{ cm}^2$ environ, dans les meilleures conditions. Après avoir traversé la cible et la chambre d'ionisation qui nous servait de moniteur, le faisceau a en général été utilisé simultanément par d'autres expérimentateurs, étant donné la faible épaisseur de nos cibles.

1.2 Détection des fragments de fission.

Détecteurs au silicium.

Bruit de fond et empilement

Au début, voulant utiliser des feuilles minces scintillantes, nous avons mis au point une technique de préparation de couches minces de CsI(Tl) dont nous avons étudié les propriétés en tant que détecteurs de fragments de fission (49). Mais les détecteurs au silicium (3) (13) (50) (59) (91) que l'on pouvait obtenir de plus en plus facilement se sont rapidement révélés mieux adaptés à notre expérience.

Un détecteur au silicium est une diode $n - p$ réalisée dans un monocristal de ce semi-conducteur ; la région intermédiaire entre les couches n et p se trouve très près de la surface exposée aux particules. En polarisant cette diode dans le sens de la non-conductibilité on forme une région plus ou moins grande où règne un champ électrique très fort (couche sensible). Toutes les charges créées par une particule ionisante qui perd son énergie dans cette couche sont très rapidement collectées, ce qui donne une impulsion électrique proportionnelle à l'énergie perdue. Les propriétés de ces détecteurs qui nous intéressent particulièrement sont les suivantes :

a) L'amplitude des impulsions est proportionnelle à l'énergie des fragments et est indépendante en première approximation de leur charge et de leur masse.

b) On peut facilement modifier l'épaisseur de la couche sensible en agissant sur la tension appliquée, ce qui permet de diminuer l'amplitude des impulsions dues aux protons diffusés ou à d'autres particules de haute énergie dont le parcours est beaucoup plus grand et le dE/dX beaucoup plus petit que ceux des fragments de

fission. Parmi les particules parasites qui peuvent par empilement contribuer au bruit de fond, considérons à titre d'exemple les particules α et les protons. Dans le cas d'un bombardement perpendiculaire, les impulsions les plus grandes sont dues aux particules de chaque espèce dont le parcours est égal à l'épaisseur de la couche sensible. Pour une couche de Si de 50μ (12 mg/cm^2) que nous avons choisie, cela correspond à des énergies de $8,5$ et $2,2 \text{ MeV}$ respectivement pour les particules alpha et les protons (le spectre d'énergie des fragments de fission est situé entre 40 et 120 MeV environ).

c) La collection des charges des deux signes dans ces détecteurs peut se faire dans des temps extrêmement brefs, ce qui permet l'utilisation d'un circuit électronique rapide. Ceci est particulièrement intéressant puisqu'on diminue ainsi la probabilité d'empilement des petites impulsions dues aux particules parasites.

d) Les jonctions sont utilisées dans le vide et leurs dimensions réduites permettent une bonne précision dans la détermination des angles.

Après avoir étudié les propriétés de plusieurs types de détecteurs semi-conducteurs, nous avons finalement utilisé des jonctions $\text{Si}(p) - n$ de surface 1 cm^2 (S. S. R., 10×10 -300-100) et des jonctions dites à barrière de surface $\text{Si}(n) - \text{Au}$ de $4,5 \text{ cm}^2$ (O. R. T. E. C. AN-450-CN). La résolution de ces dernières était de 80 keV pour les particules alpha de $5,8 \text{ MeV}$. La tension de polarisation sur les jonctions $\text{Si}(n) - \text{Au}$ de 50 volts a été choisie de telle sorte que l'épaisseur sensible des détecteurs soit d'environ 65μ , les parcours des fragments dans le silicium étant inférieurs à 20μ . Pour un simple comptage, on pouvait travailler avec des tensions très petites jusqu'à 1 volt mais les mesures d'énergie dans ces conditions risquaient d'être compromises non seulement par le fait qu'à certains endroits les fragments sortent de la couche sensible sans perdre toute leur énergie mais aussi à cause de la recombinaison des charges qui s'est produite le long des trajectoires des fragments dans le silicium. Cette recombinaison augmente lorsque la tension diminue et elle n'est pas identique pour tous les fragments (13) (91).

Les conditions imposées au système électronique relié aux jonctions sont dans notre cas différentes de celles que l'on impose généralement dans les applications de ces détecteurs en spectroscopie. En effet, pour nous, le pouvoir de résolution en énergie n'est limité ni par le bruit de fond électronique du préamplificateur ni par celui de la jonction ; il est par contre limité par les rayonnements parasites qui bombardent la jonction placée à proximité du faisceau. Pour réduire l'empilement des petites impulsions dues à ces rayonnements, nous avons donc intérêt à utiliser les amplificateurs les plus rapides. Les impulsions qui sortent des préamplificateurs utilisés ont une durée de 10^{-7} sec environ, avec un temps de montée de $3 \cdot 10^{-8} \text{ sec}$ (pour une jonction de 1 cm^2).

1.3 Dispositif électronique et étalonnage en énergie

Le schéma d'ensemble est représenté sur la figure 6. A la sortie de chaque préamplificateur les impulsions passent par l'amplificateur rapide muni d'un discriminateur. Le seuil de ce dernier est réglé de façon à ne laisser passer que les grandes impulsions dues aux fragments de fission. Dans ces conditions, les pertes dues aux temps morts des circuits électroniques sont absolument

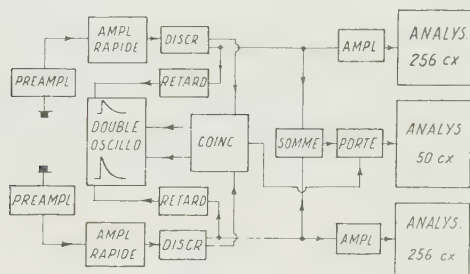


FIG. 6. — Schéma de principe du dispositif électronique.

négligeables. La suite de chaque voie linéaire est composée d'amplificateurs classiques de 2 Mc suivis par deux sélecteurs multicanaux. La linéarité et la stabilité électrique de chaque voie étaient fréquemment contrôlées à l'aide d'un générateur envoyant des impulsions à l'entrée de chaque préamplificateur. D'autre part, avant chaque série d'expériences, nous avons fait un étalonnage en énergie de chaque voie à l'aide d'une source de fragments de fission spontanée de ^{252}Cf (1).

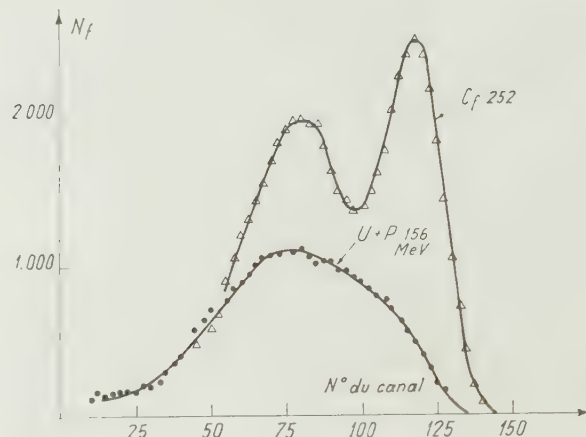


FIG. 7. — Les spectres d'énergie cinétique des fragments individuels de fission, obtenues avec une jonction Si(n) — Au pendant une des premières séries d'expériences.

1, spectre du ^{252}Cf ; 2, spectre des fragments de fission de l'uranium bombardé avec les protons de 156 MeV. Le fond a été supprimé dans ce dernier cas par le fait que nous avons enregistré seulement les fragments arrivant en coïncidence sur les deux détecteurs placés à 12 cm de la cible.

Nous avons admis que l'énergie moyenne des fragments légers et lourds était respectivement de 105 et de 80 MeV (62) et que la relation entre l'énergie des fragments de fission et l'amplitude du signal électrique est linéaire (2). Nous avons donc supposé que dans nos conditions les pertes dues à la recombinaison (13) et à d'autres phénomènes (3) sont identiques pour tous

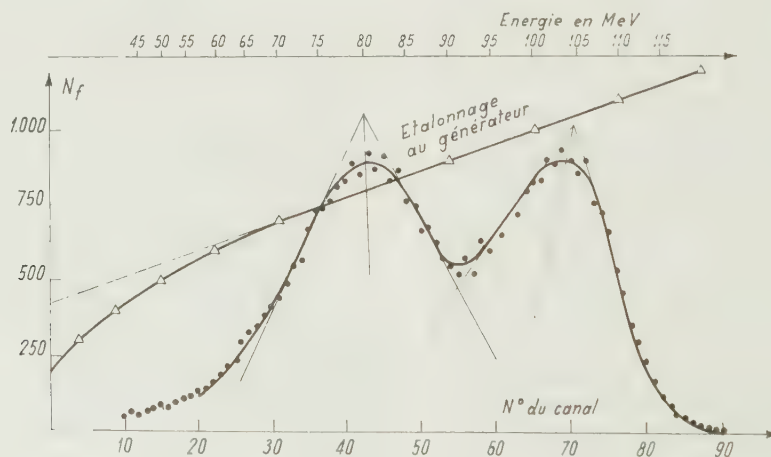


FIG. 8. — Spectre d'énergie cinétique des fragments de fission de ^{252}Cf obtenu avec une jonction Si(n) — Au pendant la dernière série d'expériences.

(1) Cette source a été mise à notre disposition par M. Bousières que je tiens à remercier ici.

(2) Aux réserves près formulées à la page suivante et au paragraphe 2.3.

les fragments indépendamment de leur masse et de leur énergie.

Le spectre d'énergie des fragments de fission d'uranium, obtenu avec une jonction $\text{Si}(n) - \text{Au}$ et le spectre de ^{252}Cf enregistré dans les mêmes conditions sont représentés sur la figure 7. Les fragments individuels d'uranium ont été enregistrés seulement dans le cas de coïncidences entre les deux voies. Le spectre de ^{252}Cf a pratiquement la même forme lorsqu'on l'enregistre avec les jonctions à diffusion $\text{Si}(p) - n$ (fig. 15). Mais nous avons observé que le spectre d'énergie des fragments du ^{252}Cf obtenu avec chacune des deux jonctions $\text{Si}(n) - \text{Au}$ avait changé de forme pendant les derniers mois d'utilisation (voir fig. 7 et 8). Nous ne savons pas quel est le phénomène physique responsable de ce changement qui, semble-t-il, a été observé aussi dans d'autres laboratoires (74). L'influence de ce phénomène sur les résultats des mesures autres que les spectres d'énergie est négligeable. Nous verrons dans le paragraphe 2.3 l'effet de ce changement sur les spectres d'énergie.

Outre l'énergie de chaque fragment, notre dispositif de la figure 6 nous permettait d'obtenir le spectre de somme : $E = E_1 + E_2$ des énergies cinétiques des différentes paires de fragments de fission. Les impulsions en coïncidence dues à ces fragments pouvaient être également photographiées à l'aide d'une caméra à déroulement continu placée devant un écran d'oscillographe à double faisceau. Nous pouvions utiliser ce système simple d'analyse bidimensionnelle car le taux de coïncidences était inférieur à une par seconde. Le dépouillement des résultats obtenus par cette méthode est évidemment très long mais elle fournit plus d'informations concernant la fission. En particulier, elle permet de voir comment varie l'énergie cinétique totale :

$$E = E_1 + E_2$$

en fonction de l'asymétrie de la fission définie par le rapport E_1/E_2 .

1.4 Préparation des cibles

Les fragments de fission ayant un faible parcours, nous avons dû, pour mesurer leur énergie, utiliser des cibles très minces. Ces cibles étaient formées par une couche de matière fissile déposée sur un support de cellulose mince lui aussi. Nous avons vérifié sur une cible de Bi de $50 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ dont le support avait une épaisseur de $30 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ que l'énergie perdue était négligeable : en effet, une rotation de 180° de la cible qui place alors le support entre le détecteur et la cible déplace le spectre d'énergie des fragments du Bi de 2 MeV seulement, ce qui est négligeable devant leur énergie moyenne de 77 MeV (nous estimons que la précision de nos mesures d'énergie est au moins de ± 3 MeV).

La préparation de telles cibles se fait en deux temps : préparation du support, puis dépôt de la matière fissile. Pour former le support on verse à la surface inclinée d'une glace polie une solution de cellulose dans de l'acétate d'isoamyle (concentration d'environ $0,2 \text{ g}/100 \text{ cm}^3$) et on la laisse sécher dans une position verticale. L'acétate s'évapore et il reste une couche mince de cellulose sur la glace. En plongeant progressivement la plaque dans de l'eau, on décolle cette couche qui flotte alors à la surface de l'eau. Ensuite, on la recueille sur un cadre d'aluminium sur lequel la cellulose sèche en se tendant en même temps.

Pour déposer la matière fissile, nous avons utilisé deux techniques différentes :

1° Pour l'or et le bismuth, l'évaporation sous vide. Les métaux choisis étaient spectroscopiquement purs ce qui élimine la présence d'éventuels éléments plus lourds ayant des grandes sections efficaces de fission.

2° Pour l'uranium, nous avons suivi la méthode habituelle de pulvérisation électrocapillaire (8) (10) (27) (80). Pour déposer l'uranium sur des feuilles minces non métallisées et pour donner aux cibles des formes déterminées, nous avons procédé de la façon suivante :

Le tube capillaire (fig. 9) d'un diamètre intérieur d'environ $0,5 \text{ mm}$ contenant une solution de nitrate d'uranyle dans de l'acétone ($\simeq 100 \text{ mg}/\text{cm}^3$) est en contact avec le pôle positif d'une alimentation haute tension. Mais le pôle négatif de cette dernière est au départ en contact non pas avec le support lui-même, mais avec du mercure contenu dans une gouttière rectangulaire creusée dans de la paraffine. Lorsque la haute tension atteint 4 kV environ, l'effet électrostatique applique la feuille de cellulose sur le ménisque de mercure (fig. 9). C'est alors sur cette zone d'acole-

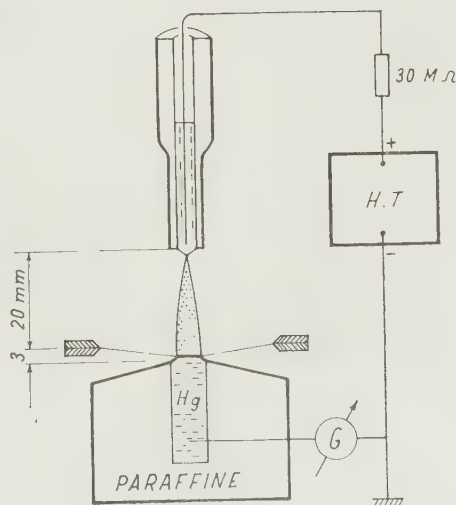


FIG. 9. — Schéma du dispositif utilisé pour la préparation des cibles d'uranium par dépôt électrocapillaire sur un support diélectrique.

ment que se dépose, à partir de 7 kV, la solution de nitrate d'uranyle. Après le dépôt de la quantité voulue de solution on décolle la cible du mercure et on la conserve en atmosphère sèche (pour éviter la formation de cristaux de nitrate hydraté).

CHAPITRE II

RÉSULTATS ET DISCUSSION

2.1 Mesure des sections efficaces de fission

La relation générale entre la section efficace totale de fission et la section différentielle s'écrit :

$$\sigma_F = 2\pi \int_0^\pi \left(\frac{d\sigma_F}{d\Omega} \right)_\theta \cdot \sin \theta d\theta.$$

En exprimant la distribution angulaire des fragments par la fonction :

$$R(\theta) = \left(\frac{d\sigma_F}{d\Omega} \right)_\theta / \left(\frac{d\sigma_F}{d\Omega} \right)_{90^\circ} \quad (1)$$

nous avons :

$$\sigma_F = 2\pi \cdot \left(\frac{d\sigma_F}{d\Omega} \right)_{90^\circ} \cdot \int_0^\pi R(\theta) \cdot \sin \theta \cdot d\theta = 4\pi \cdot k \cdot \left(\frac{d\sigma_F}{d\Omega} \right)_{90^\circ} \quad (2)$$

Nous définissons ainsi des coefficients d'anisotropie k :

$$k = \frac{1}{2} \int_0^\pi R(\theta) \cdot \sin \theta \cdot d\theta \quad (3)$$

qui, déterminés à partir de nos mesures des distributions angulaires (§ 2.2) ont dans le système du centre de masse les valeurs suivantes : 1,02, 1,04 et 1,04 respectivement pour l'uranium, le bismuth et l'or.

Pour déterminer la section efficace totale il nous reste à mesurer la section efficace différentielle de fission pour un angle donné : $\theta = 90^\circ$. Cette valeur a été déterminée dans le système du laboratoire puis dans le système du centre de masse à partir du nombre de fragments — n_f , émis à 90° et du nombre de protons — n_p , qui traversent pendant le même temps la cible d'épaisseur connue.

La cible étant plus grande que la section du faisceau de protons, nous pouvons écrire :

$$\left(\frac{d\sigma_F}{d\Omega} \right)_{90^\circ} = \frac{n_f \cdot \cos \alpha}{2 \cdot \Omega \cdot n_{at} \cdot n_p} \quad (4)$$

où Ω est l'angle solide formé par le détecteur vu de la cible, α l'angle que fait le plan de la cible avec la direction du faisceau, n_{at} l'épaisseur de la cible exprimée en nombre d'atomes par centimètre carré. Le coefficient 2 doit être introduit dans la formule (4) parce

Nous sommes ainsi parvenus à réaliser des supports d'une épaisseur minimum de $20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ tendus sur des cadres d'aluminium de $12 \times 11 \text{ cm}^2$ et des couches de matière fissile d'épaisseurs allant de 10 à $600 \mu\text{g}/\text{cm}^2$.

que chaque fission produit essentiellement deux fragments.

Pour mesurer $\left(\frac{d\sigma_F}{d\Omega} \right)_{90^\circ}$ nous avons pris $\alpha = 55^\circ$ et $\Omega = 1,11 \cdot 10^{-3}$ stéradian. L'angle Ω a été déterminé de deux manières différentes : d'une part, par la géométrie de l'expérience, et d'autre part, par le comptage absolu du nombre de particules α émises par une source étalon disposée à la place de la cible. Nous estimons que l'erreur sur Ω ne dépasse pas ± 5 p. 100.

Quant à n_f , nous l'avons obtenu par intégration numérique du spectre d'énergie des fragments de fission, le fond sans cible étant soustrait (fig. 12). Pour l'or, le bismuth et l'uranium, nous avons accumulé respectivement $n_f = 6\,100$, $8\,500$ et $67\,000$. Pour l'or et le bismuth les erreurs sur n_f sont de 3 p. 100 environ mais

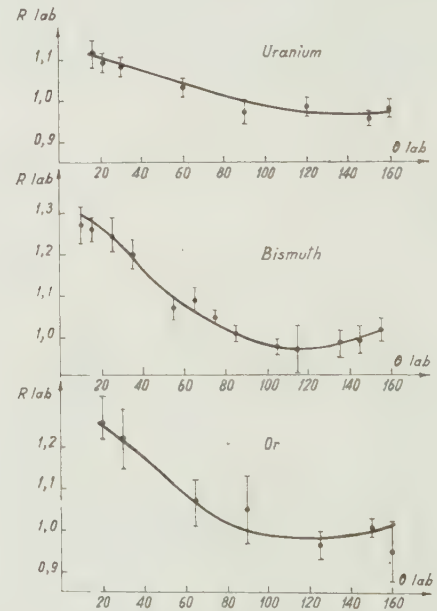


FIG. 10. — Distribution angulaire des fragments de fission dans le système du laboratoire. Les barres d'erreurs ont été déterminées en tenant compte des erreurs statistiques ($\sqrt{2N}/N$) et des erreurs dues à la soustraction du fond.

pour l'uranium il existe une incertitude plus importante due à la forme du spectre d'énergie. En effet, d'après la figure 14, il est difficile de distinguer les fragments de fission de faible énergie des autres particules de même énergie provenant également de la cible d'uranium (courbe 2). Nous avons supposé arbitrairement que le spectre de fragments de fission est linéaire du côté des faibles énergies (courbe 3 *b*). Si, au contraire, on admettait que les fragments de fission sont représentés par la courbe 2, la section efficace serait augmentée de 10 p. 100 environ. La situation réelle est probablement intermédiaire comme l'indique le spectre d'énergie enregistré en coïncidence (courbe 3 *a*).

En attendant les résultats des expériences qui sont actuellement en cours de préparation et qui détermineront l'origine des particules de faible énergie nous avons utilisé la courbe 3 *a* puisque c'est elle qui a été à la base de nos mesures de la distribution angulaire.

Pour déterminer n_p nous avons utilisé une chambre d'ionisation à hélium (31) étalonnée à l'aide d'un cylindre de Faraday. Le rapport entre le courant de la chambre et celui du cylindre de Faraday est indépendant de l'intensité du faisceau. Nous avons utilisé un courant de protons de $1,3 \cdot 10^{-8}$ A ($= 8,2 \cdot 10^{10}$ protons/sec). Nous estimons que l'erreur sur n_p ne dépasse pas ± 2 p. 100 (31).

Nous avons mesuré les épaisseurs des cibles de Bi et d'Au par pesées après l'expérience et avons trouvé 0,157 et 0,212 mg/cm² respectivement, ce qui correspond à $n_{at} = 4,53 \cdot 10^{17}$ et $6,50 \cdot 10^{17}$ at/cm². Pour l'uranium n_{at} a été déterminé, avant l'expérience, à partir de l'activité α naturelle de la cible en plaçant celle-ci dans une chambre d'ionisation α . En admettant une activité de l'uranium naturel chimiquement pur de 1 502 α /mg.min (18) nous avons trouvé une épaisseur de 0,184 mg/cm² correspondant à $n_{at} = 4,66 \cdot 10^{17}$ at/cm².

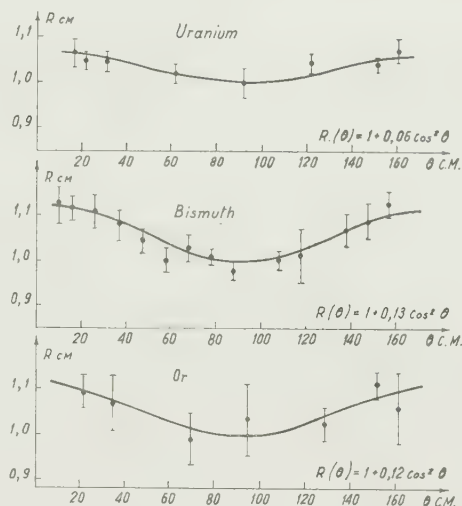


FIG. 11. — Distribution angulaire des fragments de fission dans le système de centre de masse.

Nous estimons que pour aucune des trois cibles l'erreur relative sur n_{at} ne dépasse pas 4 p. 100.

Toutes les grandeurs des formules (2) et (4) étant ainsi connues, nous avons pu déterminer les sections efficaces différentielles dans le système du laboratoire (formule (4)). Connaissant les quantités de mouvement des noyaux fissionnant (voir paragraphe 2.4) il est facile de passer aux sections différentielles dans le système du centre de masse et de calculer ensuite les valeurs de σ_F total (formule (2)) en se servant des coefficients d'anisotropie k . Les résultats de ce calcul sont présentés dans le tableau II. Les erreurs absolues sur les sections efficaces ± 15 p. 100 ont été évaluées par une simple

TABLEAU II

Sections efficaces de fission déduites de nos expériences.

Cible :		Or	Bismuth	Uranium
$(d\sigma_F/d\Omega)_{90}$ (LAB)	mb/sterad	1,87	9,55	103
$(d\sigma_F/d\Omega)_{90}$ (C. M.)	mb/sterad	1,95	9,82	104,5
σ_F	mb	24 ± 4	126 ± 20	$1\ 320 \pm 200$ (+ 100 mb éventuellement ⁽¹⁾)
$\sigma_F/\pi R^2$ avec $r_0 = 1,2$ fermi	—	0,016	0,081	0,77

(¹) Voir texte ci-dessus.

addition linéaire de toutes les erreurs sur les différentes valeurs mesurées.

Dans le tableau III nous indiquons quelques valeurs de sections efficaces obtenues par d'autres auteurs.

TABLEAU III

Sections efficaces de fission obtenues par les autres auteurs.

Cible :	Or		Bismuth		Uranium		
Méthode	Ch. ionis.	Radiochimie	Ch. ionis.	Radiochimie	Ch. ionis.	Radiochimie	Émulsion
Énergie de protons (MeV)	158	450	158	184	158	150	170
σ_F (mb)	16	61	146	110	1 470	1 440	1 560
Références	(85)	(42)	(85)	(42)	(85)	(86)	(46)

On voit que, à part l'or pour lequel jusqu'à maintenant les mesures à 150 MeV n'avaient pas été précises nous avons un assez bon accord avec les résultats obtenus par les autres méthodes expérimentales.

Au paragraphe 3.2 nous comparerons les sections efficaces expérimentales aux valeurs tirées d'un calcul théorique ; ceci permettra de discuter les hypothèses qui sont à la base de ce calcul.

Les valeurs de σ_F déterminées pour les protons de 156 MeV sont du même ordre que pour les neutrons de même énergie. La connaissance de ces sections efficaces est également importante pour la construction des chambres à fission. En utilisant la fission du bismuth nous avons réalisé ainsi un détecteur de neutrons rapides à seuil élevé (48).

2.2 Distribution angulaire des fragments de fission

La fonction de distribution angulaire des fragments de fission $R(\theta)$ a été définie par la formule (1). Pour déterminer cette distribution nous avons réalisé l'expérience suivante (fig. 3) :

Le détecteur n° 2 est situé à 37 cm de la cible et on peut faire varier sa position angulaire θ par rapport à la direction du faisceau de protons incidents. Le détecteur n° 1 est constamment placé à 90° de la direction du faisceau, à 24 cm de la cible. Il joue le rôle de moniteur : ses indications sont proportionnelles à l'intensité du faisceau d'une part et à la quantité de matière fissile traversée par les protons d'autre part. Des cibles étroites de surface 1×3 cm² sont placées au centre de la chambre entre les détecteurs et font avec le faisceau un angle de 45° à gauche ou à droite selon la position du détecteur n° 2.

Les résultats des mesures sont présentés sur la figure 10. Chaque point a été déterminé de la façon suivante : on relève d'abord les spectres des impulsions des particules provenant de la cible dans les deux détec-

teurs. Puis, on fait la même expérience après avoir simplement relevé la cible, la feuille de cellulose restant dans le faisceau. Pour la soustraction des spectres obtenus (fig. 12) on trouve N_{F_1} et N_{F_2} nombres des fragments de fission enregistrés par les compteurs n°s 1 et 2 (même pour un angle $\theta = 20^\circ$ le fond dû à l'empilement des petites impulsions dans le cas d'une cible de bismuth de 0,5 mg/cm² ne dépasse pas 10 p. 100 du total des impulsions dues aux fragments de fission).

Sur la figure 10 on porte en abscisse l'angle θ_{lab} et en ordonnée le rapport $R = (N_F)_\theta / (N_F)_{90^\circ}$. Les barres d'erreur ont été déterminées en tenant compte des erreurs statistiques ($\sqrt{2N/N}$) d'une part, et des erreurs dues à la soustraction du fond d'autre part. Dans le cas de l'or et du bismuth, les erreurs de soustraction du fond ont été très faibles (fig. 12 et 13) mais, par contre,

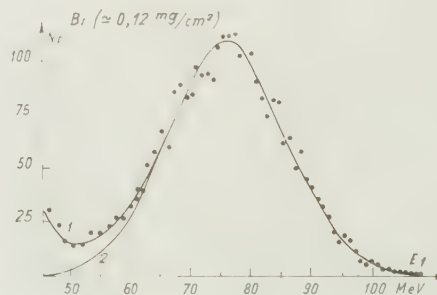


FIG. 12. — Spectre d'énergie cinétique des fragments individuels de fission pour une cible de bismuth de 0,12 mg/cm².

1, courbe expérimentale pour $\theta = 90^\circ$; 2, courbe obtenue après la soustraction du fond qui ne provient pas de la cible (voir figure 8 pour le spectre de ²⁵²Cf dans les mêmes conditions).

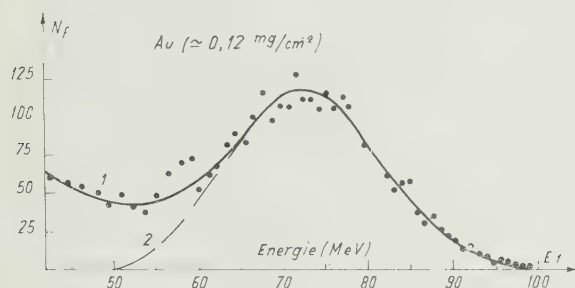


FIG. 13. — Spectre d'énergie cinétique des fragments individuels de fission pour une cible d'or de 0,12 mg/cm².

1, Courbe expérimentale pour $\theta = 90^\circ$; 2, courbe obtenue après la soustraction du fond qui ne provient pas de la cible (voir figure 8 pour le spectre de ²⁵²Cf dans les mêmes conditions).

dans le cas de l'uranium (fig. 14), elles représentent la plus grande part d'incertitude (cette question a été discutée dans le paragraphe précédent). La figure 11 donne la distribution angulaire $R(\theta)$ transformée dans le système du centre de masse. Les vitesses des noyaux fissionnants dont la connaissance est nécessaire pour faire cette transformation (61) ont été déterminées expérimentalement pour chaque cible (voir §. 2.4).

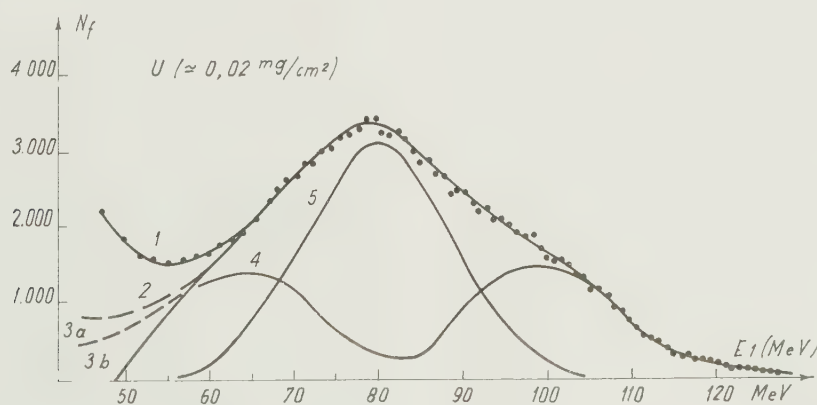


FIG. 14. — Spectre d'énergie cinétique des fragments individuels de fission pour une cible d'uranium de 0,02 mg/cm² (voir figure 8 pour le spectre de ²⁵²Cf dans les mêmes conditions).

1, courbe expérimentale pour $\theta = 90^\circ$; 2, courbe obtenue après la soustraction du fond qui ne provient pas de la cible; 3 a spectre des fragments enregistrés par la voie 2 en coïncidence avec les fragments de la voie 1 (sans sélection géométrique de l'angle ϕ); 3 b, extrapolation linéaire du spectre dans le domaine de faibles énergies faite pour la détermination de la distribution angulaire et de la section efficace de fission; 4 et 5, les deux composantes du spectre : asymétrique et symétrique.

La fission étant un processus relativement lent — au niveau du noyau composé — on s'attend à ce que $R(\theta)$ soit symétrique par rapport à 90° dans le système du centre de masse, ce qu'on observe expérimentale-

ment. Les différents points de la figure 11 peuvent être assez bien représentés par une fonction :

$$R(\theta) = 1 + b \cos^2 \theta$$

qui est donc de la même forme que dans le cas des fissions induites par des nucléons d'énergie plus faible (84). Cependant, les coefficients $b = 0,060 \pm 0,015$; $0,128 \pm 0,018$ et $0,115 \pm 0,033$ respectivement pour les cibles d'uranium, de bismuth et d'or sont ici plus petits que ceux obtenus à de plus basses énergies. Cette situation n'est pas encore claire. En effet, l'anisotropie, liée à une orientation privilégiée du moment angulaire du noyau fissionnant, devrait augmenter lorsque le moment angulaire apporté par la particule incidente augmente. Donc, elle devrait augmenter aussi en même temps que l'énergie des protons incidents. On peut se demander si le fait que le nombre des neutrons émis avant la fission augmente, lui aussi en fonction de cette énergie incidente, est un argument suffisant pour expliquer la diminution de l'anisotropie (15) (36) étant donné les faibles énergies de ces neutrons d'évaporation (30). Mais ne serait-ce pas la répartition du moment angulaire, entre le noyau résiduel et les nucléons projetés immédiatement lors de la cascade, qui déterminerait l'anisotropie ? On pourrait alors expliquer non seulement la diminution

d'anisotropie en fonction de l'énergie, mais aussi pourquoi l'anisotropie est plus faible pour l'uranium que pour les autres cibles étudiées (nous verrons, en effet, dans le chapitre III que pour l'uranium, les cascades nucléaires

précèdent la fission beaucoup plus souvent que dans le cas d'autres cibles).

Pour mieux comprendre ce problème, il faudrait connaître la distribution angulaire pour les différents fragments et surtout pour les différents transferts de quantité de mouvement aux noyaux fissionnants. Des expériences sur ce sujet sont actuellement en préparation dans notre laboratoire.

Indiquons enfin que la courbe $R(\theta)$ nous a permis de trouver, indépendamment d'une autre méthode, la valeur moyenne approximative de la quantité de mouvement des noyaux fissionnants (voir fin de § 2.4).

2.3 Énergie cinétique des fragments de fission

Les spectres d'énergie des fragments individuels ont été mesurés avec un détecteur placé perpendiculairement au faisceau; dans ces conditions $E_{\text{lab}} = E_{\text{C. M.}}$. Les énergies en valeurs absolues ont été déterminées par comparaison avec le spectre de ^{252}Cf .

Nous avons déjà indiqué dans le paragraphe 1.3 qu'entre le début et la fin de nos expériences, il y avait eu un changement dans la réponse des jonctions $\text{Si}(n) - \text{Au}$ aux fragments de fission du ^{252}Cf (fig. 7 et 8). Pour voir l'influence de ce changement sur la forme du spectre d'uranium nous pouvons comparer : 1° le spectre enregistré avec une jonction $\text{Si}(p) - n$ (fig. 15); 2° le

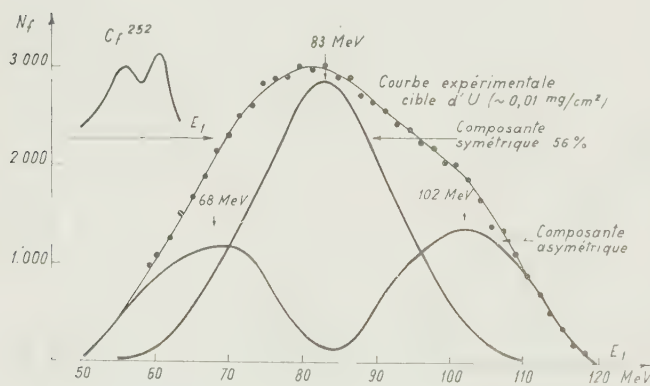


FIG. 15. — Le spectre d'énergie cinétique des fragments individuels de fission pour une cible d'uranium de $0,01 \text{ mg/cm}^2$ obtenue avec une jonction $\text{Si}(p) - n$ et la décomposition de ce spectre en deux composantes : symétrique et asymétrique. On voit également la forme du spectre de ^{252}Cf obtenu dans les mêmes conditions.

spectre obtenu avec une jonction $\text{Si}(n) - \text{Au}$ pendant la deuxième série de mesures (fig. 7); 3° le même spectre obtenu quelques mois plus tard pendant la dernière série (fig. 8 et 14). La forme du spectre de ^{252}Cf de la série n° 2 (fig. 7) étant plus proche des résultats de la

méthode de temps de vol (62), nous pensons que c'est cette série-là qui donne les meilleurs résultats. En comparant les spectres du ^{252}Cf des séries n°s 2 et 3 nous voyons une certaine distorsion de l'échelle d'énergie qui affecte un peu la forme de nos spectres. On peut se rendre compte de l'importance de cette distorsion d'après les hauteurs relatives de deux maxima du ^{252}Cf sur les spectres 7 et 8. L'incertitude sur l'énergie la plus probable est d'autant plus petite que cette dernière est plus proche d'une des deux énergies d'étalonnage : 80 et 105 MeV. C'est sur la série n° 3 que nous avons fait les mesures comparatives d'énergie des fragments des trois cibles. Les résultats sont représentés sur les figures 12, 13 et 14 respectivement pour Bi, Au et U.

Nous voyons que les spectres des fragments du Bi et d'Au sont symétriques, alors que celui de l'uranium ne l'est pas. On constate facilement que ce dernier est aussi beaucoup plus large. Cette différence entre l'uranium et d'autres cibles plus légères était déjà visible avec un dépôt d'U de $0,18 \text{ mg/cm}^2$, mais pour préciser mieux la forme du spectre nous avons choisi une cible environ 10 fois plus mince pour laquelle l'influence de l'épaisseur de la matière fissile sur le spectre d'énergie est négligeable. Le spectre d'énergie de l'uranium peut être décomposé en deux parties, correspondant à deux modes de fission différents (16) (78) : symétrique et asymétrique (fig. 14 et 15). Pour cela nous avons supposé que la composante symétrique a la même largeur que les spectres du bismuth et de l'or et qu'elle est gaussienne autour d'une valeur de 83 MeV. Dans ces conditions, la composante asymétrique (différence entre la courbe expérimentale et la partie symétrique) possède des maxima à 68 et 102 MeV, comme le spectre qui caractérise la fission asymétrique de l'uranium par les neutrons lents (84).

Pour vérifier que les fissions asymétriques ne sont pas provoquées par les neutrons de faible énergie qui peuvent être présents à proximité du faisceau nous avons enregistré le fond en plaçant notre cible d'uranium à une distance de 2 cm de la tache où sont focalisés les protons. Dans ces conditions, le fond au niveau des fragments de fission était inférieur à 0,5 p. 100 de celui que l'on obtenait avec une cible entièrement dans le faisceau. Nous avons ensuite augmenté le flux de neutrons dans la salle d'expériences par l'introduction d'une cible épaisse sur le trajet des protons (à l'intérieur du synchrocyclotron) ce qui n'a pas changé le fond.

Les spectres de somme des énergies cinétiques des deux fragments en coïncidence $E = E_1 + E_2$ tracés sur les figures 16 et 17. Les énergies en valeur absolue ont été déterminées à partir de l'hypothèse suivante : en moyenne $E = 2E_1$, les valeurs moyennes E_1 pour les différentes cibles étant connues. Nous voyons que l'énergie cinétique totale la plus probable des deux fragments est égale à 144, 154 et 166 MeV respectivement pour les cibles d'or, de bismuth et d'uranium. Il est intéressant de constater que, malgré le grand excès d'énergie appor-

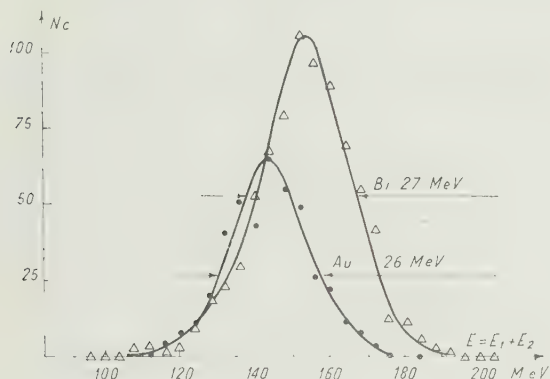


FIG. 16. — Le spectre d'énergie cinétique totale des deux fragments de fission pour les cibles : Bi et Au (voir les figures 12 et 13 pour les spectres des fragments individuels enregistrés dans les mêmes conditions).

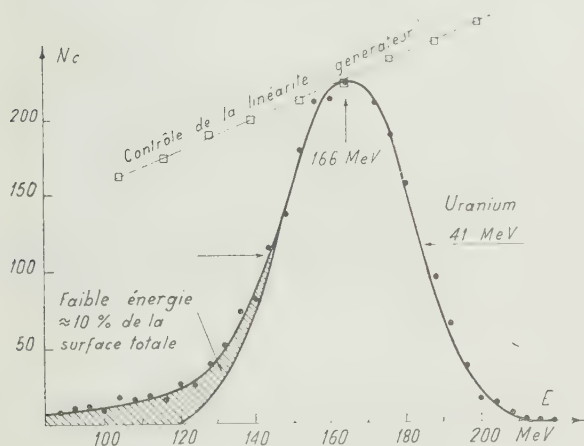


FIG. 17. — Le spectre d'énergie cinétique totale des deux fragments de fission pour une cible d'uranium de 0,02 mg/cm² (voir la figure 14 pour le spectre des fragments individuels enregistrés dans les mêmes conditions).

tée par les protons incidents sous forme d'énergie d'excitation du noyau composé, comme nous le verrons plus loin, on observe ces énergies $\bar{E}$ de fragments peu différentes de celles fournies par d'autres mesures (38) : avec des neutrons lents, des protons, des deutons et des particules α de quelques dizaines de mégaelectron-volts et même à l'aide d'ions lourds. Ceci confirme que, en première approximation, l'énergie cinétique des fragments dépend essentiellement de la répulsion coulombienne (89) et non de la nature et de l'énergie des particules incidentes. Nous constatons également l'absence totale de fissions ayant des énergies cinétiques très supérieures aux valeurs moyennes. Les largeurs à mi-hauteur des spectres des fragments de Bi et d'Au

sont d'environ 27 MeV cependant que pour l'uranium ce spectre est plus large (41 MeV) et légèrement asymétrique.

Connaissant l'énergie cinétique des deux fragments $\bar{E}$, nous pouvons trouver la distance moyenne d , entre les centres de charges des fragments au point de scission (fig. 1) si nous admettons que E dépend uniquement de la répulsion coulombienne. Nous pouvons écrire alors :

$$\bar{E} = \frac{e^2 Z_1 Z_2}{d} = \frac{e^2 Z^2}{4d} = 0,36 \frac{Z^2}{d} \text{ (MeV)}$$

où Z est la charge du noyau fissionnant. En utilisant nos valeurs moyennes de E on trouve $d = 16,0, 16,5$ et $18,4$ fermis respectivement pour les cibles d'or, de bismuth et d'uranium (avec $Z = 80, 84$ et 92). En supposant que la distribution des charges dans le noyau fissionnant est uniforme et qu'au point de scission les deux fragments ont une forme sphérique, nous pouvons calculer leur rayon $R = d/2$ ($\equiv r_0 A^{1/3}$) et en déduire r_0 . En utilisant les valeurs numériques de d , nous trouvons pour les cibles d'or et de bismuth une valeur commune de $r_0 = 1,37$ fermi (pour l'uranium $r_0 = 1,48$). Par contre, en calculant le rayon R à partir de la valeur commune de $r_0 = 1,2$ fermi, proposée par Green (28) et en le comparant avec d on voit que $d > 2R$, ce qui impliquerait que les fragments au moment de la scission ne sont plus sphériques mais allongés (Pour Au, Bi et U les rapports d/R sont : 2,28, 2,26 et 2,46, R étant le rayon des fragments symétriques considérés comme sphériques).

Des calculs plus précis d'énergie cinétique basés sur la dynamique des vibrations d'une goutte liquide ont été récemment faits par Y. Nix (64). D'après ces calculs, il y a deux possibilités d'expliquer le fait que pour l'uranium le spectre de l'énergie cinétique totale E est plus large que pour les autres cibles.

a) On peut penser que cette différence entre les largeurs à mi-hauteur est due seulement aux fluctuations de la forme du noyau au point de scission, autour d'une forme moyenne (voir aussi (73)). Ces fluctuations, à une température nucléaire donnée, sont d'autant plus grandes que la distance entre le point de scission et le point de selle dans l'espace de configuration ($\alpha_2 \alpha_4$) est plus grande ; il en résulte donc bien une distribution d'énergie cinétique totale plus large pour l'uranium.

b) On peut penser que les différences entre les largeurs à mi-hauteur sont dues aux températures nucléaires, différentes pour chaque cible. Précisons bien qu'il s'agit de la température nucléaire des noyaux fissionnants qui ont émis précédemment un certain nombre de neutrons. Le spectre de E est alors plus large pour l'uranium, parce que dans ce cas, il y aurait beaucoup de noyaux qui fissionnent avant de se refroidir préalablement (1). D'autre part, les fragments de fission d'ura-

(1) Voir figure 21 qui résulte de nos calculs (53).

nium seront dans ce cas excités et l'évaporation des neutrons à partir de ces fragments séparés sera une source supplémentaire d'élargissement du spectre d'énergie. Néanmoins, il est difficile d'expliquer ainsi la composante très faible vers les basses énergies dans le spectre de l'uranium (fig. 17) qui ne se manifeste pas pour les autres cibles (fig. 16).

On peut penser que ces impulsions de faible énergie (voir aussi fig. 15) sont dues soit à la fragmentation ⁽¹⁾, soit à la fission en trois fragments, qui aurait dans le cas de l'uranium une probabilité beaucoup plus grande qu'on ne l'observe dans le domaine des énergies plus faibles (83) (97). Des expériences plus détaillées sont actuellement en préparation dans notre laboratoire pour étudier ce problème. Notons également que les faibles valeurs de E peuvent indiquer l'existence (dans le cas d'uranium seulement) de configurations critiques *très particulières* qui se caractérisent par des grandes distances d , entre les centres de charges de fragments au point de scission (fig. 1).

2.4 Transfert de quantité de mouvement aux noyaux fissionnants

Nous avons dit que les fissions peuvent être précédées par des cascades nucléaires. Plus une cascade est importante, plus elle prendra une grande partie de la quantité de mouvement du proton incident car à cette énergie les nucléons éjectés par interaction directe sont préférentiellement émis à petits angles. L'étude du transfert de la quantité de mouvement aux noyaux fissionnants nous a permis de constater (51) que dans le cas des cibles à seuil de fission élevé (Bi et Au) peu de noyaux fissionnent après des cascades importantes. Dans le cas de l'uranium, cependant, une partie non négligeable des noyaux résiduels de faible quantité de mouvement subit la fission.

Pour cette étude nous avons mesuré le nombre de fragments émis en coïncidence en fonction de l'angle représentant l'écart par rapport à 180° des directions d'émission des fragments dans le système du laboratoire (fig. 3). Dans le cas où les détecteurs sont placés presque perpendiculairement au faisceau des protons incidents, nous pouvons trouver une relation simple entre l'angle φ et la quantité du mouvement du noyau fissionnant :

Soit un noyau de masse M se divisant en deux fragments M_1 et M_2 ayant des énergies cinétiques E_1 et E_2 . En appelant P_F la quantité de mouvement de chaque fragment dans le système du centre de masse nous pouvons écrire :

$$E = E_1 + E_2 = \frac{P_F^2}{2M_1} + \frac{P_F^2}{2M_2} = P_F^2 \frac{M}{2M_1 M_2}$$

⁽¹⁾ Les défauts de masse, qui déterminent la limite supérieure de l'énergie cinétique de deux fragments d'un noyau non excité, diminuent quand l'asymétrie de la fission aug-

d'où :

$$P_F = \sqrt{\frac{2EM_1M_2}{M}} \cong \sqrt{\frac{EM}{2}} = 21,4\sqrt{AE} \text{ MeV/c.} \quad (5)$$

En ce qui concerne la composante de la quantité de mouvement initiale du noyau fissionnant parallèle au faisceau, P_{NF} , elle se répartit entre les fragments proportionnellement à leurs masses. On voit d'après le schéma vectoriel de la figure 3 que :

$$\begin{aligned} \tan \varphi &= \frac{AB}{AO} = \frac{A'C' + CB}{\sqrt{10C'^2 - (A'C')^2}} \\ &= \frac{P_{NF}}{\sqrt{P_F^2 - P_{NF}^2 \left(\frac{M_1}{M}\right)^2}} \cong \frac{P_{NF}}{P_F}. \quad (6) \end{aligned}$$

L'utilisation de la formule approchée est justifiée puisque dans notre cas $P_F^2 \gg P_{NF}^2 \left(\frac{M_1}{M}\right)^2$. En effet, les protons incidents utilisés dans notre expérience ont une quantité de mouvement $P_p = 563 \text{ MeV/c}$ et par conséquent $P_{NF} (M_1/M) \leq P_p/2 = 281 \text{ MeV/c}$, valeur plus faible que $P_F = 3780 \text{ MeV/c}$ que l'on trouve aisément par la formule (5) en prenant pour le bismuth la valeur expérimentale de $\bar{E} = 154 \text{ MeV}$.

Les résultats concernant les corrélations angulaires entre les fragments de fission pour les différentes cibles sont représentés sur la figure 18 où l'on porte le taux de coïncidences en ordonnée et l'angle φ en abscisse. On voit que les angles φ moyens sont : 4°, 7° et 8° respectivement pour U, Bi et Au. L'erreur en valeur absolue sur l'angle est de l'ordre de $\pm 0,05$ et provient essentiellement de l'imprécision sur l'alignement des jonctions par rapport à la cible pour $\varphi = 0^\circ$ (Cette erreur est donc essentiellement commune pour toutes les cibles). Avec les angles $\bar{\varphi}$ et les énergies $\bar{E}$ déterminées dans le paragraphe précédent, on obtient à l'aide des formules (5) et (6) les valeurs moyennes des quantités de mouvement de noyaux fissionnants (voir tableau IV).

Nous voyons que dans le cas d'une cible d'uranium en moyenne 52 p. 100 de la quantité de mouvement des protons incidents est transmise aux noyaux fissionnants, le reste étant en moyenne emporté par les particules des cascades nucléaires. Pour les cibles plus légères presque la totalité de la quantité de mouvement des protons incidents est transférée en moyenne aux noyaux fissionnants.

Cela veut dire que pour Bi et Au, la fission a lieu en général après une cascade très petite ; dans le cas extrême le proton incident reste collé au noyau cible lui communiquant toute sa quantité de mouvement et lui apportant toute son énergie cinétique sous forme

mente. Par exemple, en considérant deux types de fission $^{236}\text{U} = ^{115}\text{Ag} + ^{121}\text{Pd}$ et $^{236}\text{U} = ^{196}\text{Pb} + ^{40}\text{A}$ on obtient les défauts de masse : 184 et 91 MeV respectivement.

TABLEAU IV

Quantités de mouvement moyennes des noyaux fissionnants calculées à partir de données expérimentales.

Cible :	Uranium	Bismuth	Or
E (MeV)	166 ± 3	154 ± 3	144 ± 3
$\bar{A}_{NF}$	233 ± 6	204 ± 6	192 ± 6
P_F (MeV/C) (formule (5))	$4\,200 \pm 200$	$3\,780 \pm 110$	$3\,560 \pm 180$
φ (fig. 17)	4 ± 1	$7 \pm 0,5$	8
$\text{tg } \varphi$	0,070	0,123	0,140
P_{NF} (MeV/C) (formule (6))	296 ± 100	464 ± 56	498
P_{NF}/P_p ($P_p = 563$ MeV/C)	$0,52 \pm 0,17$	$0,82 \pm 0,10$	$0,89 \pm 0$

d'énergie d'excitation interne (noyau composé très excité). Par contre la probabilité de fission après des cascades importantes est dans ce cas faible puisque faibles, par rapport au seuil de fission B_f , sont les énergies d'excitations qui en résultent. De telles interactions ($p_{NF} \ll p_p$) conduisent donc en général à des réactions

nucléaires autres que la fission. Quantitativement, cela est possible puisque les sections efficaces de fission pour ces cibles (126 et 24 mb) sont beaucoup plus petites que les sections géométriques : πR^2 .

Par contre, les noyaux composés résiduels après des cascades importantes dans l'uranium ($P_{NF} \ll P_p$) ont encore une assez grande probabilité de subir la fission, du fait que leur énergie d'excitation bien que diminuée, reste supérieure au seuil de fission B_f . On sait, en effet, que la section efficace de fission de l'uranium est pratiquement indépendante de l'énergie des protons incidents dans un large intervalle tandis que pour le bismuth et surtout pour l'or σ_f décroît rapidement lorsque l'énergie des protons diminue (85). Cet effet cinématique paraît donc conforme à ce que l'on pouvait attendre mais c'est la première fois qu'on a pu le mettre en évidence directement par une méthode aussi simple.

En ce qui concerne la largeur des courbes de corrélation angulaire (fig. 18) on peut constater qu'elles sont beaucoup plus larges qu'on ne peut le prévoir à l'aide de la formule (6) en supposant une seule valeur pour P_{NF} . Pour vérifier qu'il ne s'agit pas de la diffusion des fragments de fission par la cible elle-même nous avons reproduit l'expérience avec l'uranium, en utilisant une cible cinq fois plus mince, les résultats n'ont pas été modifiés. L'élargissement du spectre P_{NF} dû aux différentes cascades nucléaires a été approximativement déterminé à partir des données de la méthode de Monte-Carlo (voir § 3.3) et il n'est pas très large pour le Bi et l'or. Nous pensons que dans ce cas, l'élargissement du spectre est dû essentiellement à l'émission de nucléons d'autant plus que les courbes expérimentales sont symétriques.

En effet, toute émission de particules à partir, soit

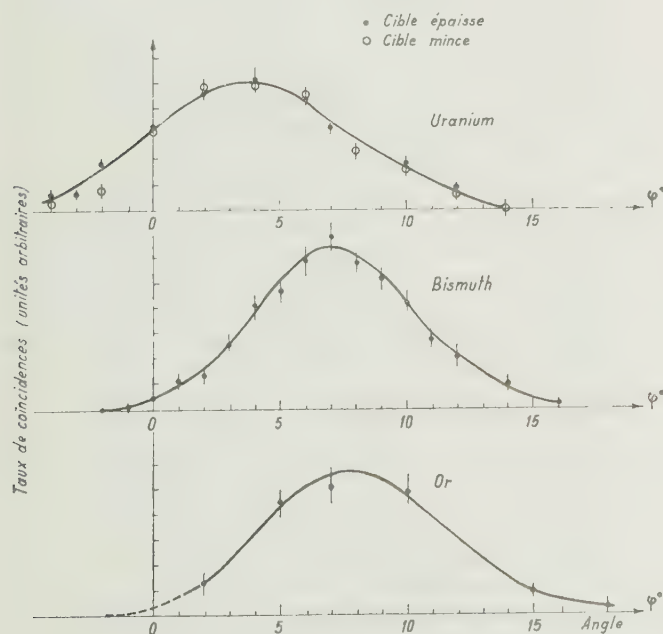


FIG. 18. — Corrélations angulaires entre les deux fragments pour les trois cibles U, Bi et Au. En abscisse l'angle φ défini par la figure 3, en ordonnée le nombre des coïncidences par rapport au nombre de fragments enregistrés par le détecteur immobile. Les barres d'erreurs correspondent à $(\sqrt{2N/N})$.

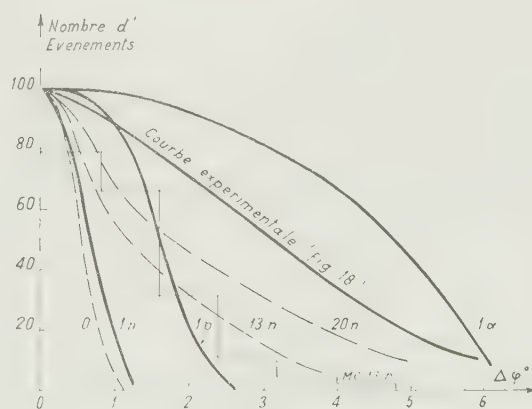


FIG. 19. — Résultat des calculs de l'élargissement du spectre des quantités de mouvement consécutif à l'émission isotrope des particules d'évaporation (voir paragraphe 2.5). Les indices indiquent le nombre et la sorte des particules émises par un noyau fissionnant. La courbe avec l'indice 0 correspond à l'élargissement dû au fait que la valeur de E aussi bien que le rapport (M_1/M) peuvent varier autour d'une valeur moyenne.

du noyau composé avant la fission, soit des fragments de fission eux-mêmes, modifie l'angle φ correspondant, ce qui en moyenne produit un élargissement de la corrélation. Connaissant la masse et le spectre d'énergie (fig. 20) des particules émises par évaporation

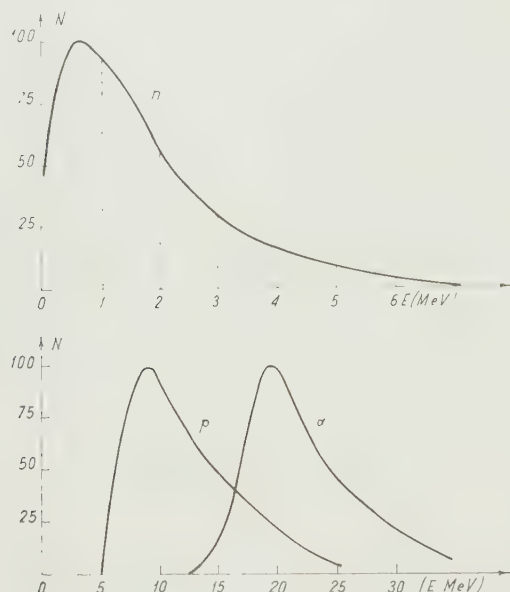


FIG. 20. — Les spectres des particules d'évaporation : les neutrons d'après (30), les protons et les particules alpha d'après (81).

(n , p , α , ...) nous avons pu déterminer l'élargissement de la courbe $Nc(\varphi)$ dû à l'émission de chacune de ces particules (voir append. 2.5). Les résultats sont présentés sur la figure 19 où les indices 1α , $1p$ et $1n$ correspondent aux différentes particules. La courbe d'indice 0 représente l'élargissement de la courbe due au fait que les rapports des masses M_1/M et des énergies E peuvent être différents. Sur la même figure sont tracés les élargissements dus à l'émission de 13 et de 20 neutrons.

On voit que même l'hypothèse exagérée de l'émission de 20 neutrons, impossible avec nos excitations ≤ 164 MeV, ne suffit pas à expliquer la largeur de nos courbes expérimentales. Il faut donc admettre dans une certaine proportion une émission associée de protons et de particules α . Il est cependant difficile de déterminer le nombre exact de n , p , α , ... intervenant en moyenne lors de chaque réaction de fission puisque plusieurs combinaisons sont susceptibles de provoquer le même élargissement. Nous pouvons néanmoins éliminer plusieurs hypothèses en les confrontant avec nos résultats expérimentaux. Évidemment, il ne faut

pas oublier qu'il existe une distribution de P_{NF} due à la cascade nucléaire elle-même (voir fig. 22).

Les calculs (voir chap. III) montrent que, contrairement à ce qui se passe dans le cas de l'or et du bismuth, une proportion appréciable des noyaux, formée par une cascade nucléaire dans l'uranium subit la fission dès les premières étapes de la chaîne d'évaporation, et par conséquent, dans ce cas beaucoup de neutrons sont émis après la fission à partir des fragments excités. Malheureusement, l'élargissement de la courbe $Nc(\varphi)$ est identique pour les neutrons émis avant et après la fission et nous n'avons donc pas ici de moyen expérimental pour vérifier cette importante particularité de l'uranium par rapport aux cibles plus légères. Rappelons que cette question a été soulevée également dans le paragraphe 2.3 à propos des spectres d'énergies cinétiques des fragments.

Il est intéressant de constater que l'étude de la distribution angulaire des fragments de fission conduit approximativement aux mêmes valeurs moyennes de P_{NF} que la méthode de corrélation angulaire. En effet, dans le système du centre de masse les deux fragments de fission d'un noyau sont émis dans des directions diamétralement opposées (conservation de la quantité de mouvement). La courbe $R(\theta)$ dans ce système doit donc nécessairement être symétrique par rapport à l'angle $\theta = 90^\circ$. Or, en appliquant les formules habituelles (61) on transforme les résultats, présentés sur la figure 10 dans le système du centre de masse, et on s'aperçoit facilement que l'on n'obtient cette symétrie que pour une seule valeur de la vitesse moyenne $\bar{V}_{NF}$ du centre de masse dans le système du laboratoire ⁽¹⁾. Par exemple, pour le bismuth, seule la vitesse $V_{NF} = 6,8 \cdot 10^7$ assure la symétrie de la courbe $R(\theta)$ dans le système du centre de masse. Par ailleurs, dans le cas de la cible de ^{209}Bi le nombre de masse des noyaux subissant la fission ne varie que légèrement avec le nombre des particules émises avant la fission. Le nombre de masse de ces noyaux est égal à 204 ± 6 . Nous pouvons donc déterminer la valeur moyenne de la quantité de mouvement de ces noyaux :

$$\bar{P}_{NF} = \bar{M}_{NF} \cdot \bar{V}_{NF} = 490 \text{ MeV}/c$$

(si on prend une valeur $P_{NF} = 550$ MeV/c on obtient une asymétrie de la courbe $R(\theta_{c.m.})$ qui dépasse déjà les barres d'erreurs et cela nous permet de dire que pour le bismuth cette méthode donne V_{NF} à ± 10 p. 100 près). La valeur de $P_{NF} = 490$ MeV/c aux erreurs expérimentales près est identique à celle que nous avons trouvée par l'étude des corrélations angulaires entre les

⁽¹⁾ Il est facile de montrer avec les formules (5) et (6) que le coefficient $\eta = V_{NF}/V_{EF}$, nécessaire pour transférer les sections efficaces différentielles expérimentales dans le sys-

tème du centre de masse, est égale à $0,5 \cdot \tan \varphi$ (voir tableau IV), mais si nous voulons trouver $\bar{P}_{NF}$ indépendamment des mesures de φ il faut chercher ce coefficient par tâtonnements.

fragments de fission (tableau IV). L'accord entre les résultats des deux méthodes est aussi bon pour les cibles d'or et d'uranium.

En comparant les différentes cibles d'une part du point de vue du transfert de la quantité de mouvement d'autre part du point de vue de la distribution angulaire nous pouvons remarquer que pour l'uranium, l'anisotropie et la quantité de mouvement, P_{NF} , est environ deux fois plus faible que pour les deux autres cibles plus légères. D'autre part, nous avons vu que dans le cas de l'uranium à peu près la moitié des noyaux fissionnent suivant le mode asymétrique ; ce mode de fission semble pratiquement absent dans le cas des cibles plus légères. On peut penser qu'un des modes de fission de l'uranium est lié à un grand transfert de quantité de mouvement et à une anisotropie semblable à celle de Au et Bi alors que l'autre mode serait associé à une distribution isotrope des fragments de fission et aux faibles valeurs de $\bar{P}_{NF}$.

On est tenté d'attribuer à la composante symétrique de l'uranium les mêmes propriétés que possèdent l'or et le bismuth (grands P_{NF} et grande anisotropie), puisque la fission de ces éléments est symétrique ; mais cette hypothèse serait en contradiction avec les résultats obtenus dans les autres domaines d'énergie de protons incidents. En effet, la fission de l'uranium, bombardé par des protons de quelques dizaines de mégaélectron-volts est essentiellement asymétrique (86) et l'anisotropie de la distribution angulaire des fragments de fission (24) est, à cette énergie, plus grande ($b = 0,22$) que dans notre cas ($b = 0,06$). Par contre, dans le domaine des énergies de 650 MeV environ où la composante asymétrique de la fission, même si elle existe (66) (86) n'est pas dominante, la distribution angulaire des fragments de fission d'uranium semble être isotrope (66) et le rapport $\bar{P}_{NF}/P_p$ d'après (17) est très faible. Cette diminution progressive de $\bar{P}_{NF}$ et de b (coefficient de $\cos 2\theta$ dans la distribution angulaire) semble donc être liée directement à l'énergie d'excitation du noyau composé résiduel (relativement à l'énergie du seuil de la fission) sans rapport direct avec le mode de fission. Des expériences plus précises en fonction de l'énergie sont nécessaires pour éclaircir tous ces problèmes liés à la différence entre la fission des noyaux à grands et à petits seuils de fission.

2.5 Élargissement des spectres de quantité de mouvement consécutif à l'émission isotrope de particules par évaporation (Appendice).

Soit un noyau M émettant une particule de masse m et d'énergie cinétique E , son recul est $\Delta P = \sqrt{2mE}$.

Si on suppose l'émission isotrope, nous pouvons choisir une direction quelconque (direction du faisceau) et déterminer la probabilité d'émission sous un angle θ par rapport à cette direction. A chaque angle θ , correspond une probabilité : $\omega(\theta) = 1/2 \sin \theta d\theta$ et une composante de la quantité de mouvement de recul, $\Delta P_{||}$, parallèle au faisceau. Ceci permet de tracer facilement le spectre de $\Delta P_{||}$ dans le cas le plus simple où il y a émission d'une seule particule monoénergétique par noyau. En réalité, nous avons un spectre d'énergie pour chaque sorte de particule (α , p , n) qui nous intéresse. Ces spectres d'évaporation sont connus expérimentalement et nous les avons représentés sur la figure 20 (30) (81). En calculant le spectre de $\Delta P_{||}$ pour chaque bande d'énergie et en additionnant ces spectres partiels (après une réduction préalable, proportionnelle à l'importance de chaque bande) nous avons pu construire les courbes 1α , $1p$ et $1n$ qui sont représentées sur la figure 19 du paragraphe 2.4. Les valeurs de $\Delta P_{||}$ ont été ici remplacées par $\Delta\varphi = \Delta P_{||}/P_v$ (avec $P_v = 3780$ MeV/c pour le bismuth) pour pouvoir les comparer avec les courbes expérimentales de corrélation angulaire entre les deux fragments de fission.

Maintenant, pour pouvoir déterminer approximativement le spectre de $\Delta P_{||}$ des noyaux après l'émission de k particules de même type par noyau ⁽¹⁾, nous supposons pour simplifier que le spectre d'énergie E est indépendant de l'ordre dans lequel se fait l'émission des particules (spectre moyen de la figure 20). Nous admettons également que si le même nombre de particules est émis dans chaque hémisphère, la quantité de mouvement résultant des reculs sera en moyenne nulle et que par contre si le nombre j de particules émises dans un hémisphère est différent de $k/2$, cela donne en moyenne le même spectre de $(\Delta P_{kj})_{||}$ que l'émission d'une seule particule de quantité de mouvement $(k - 2j)$ fois plus grande (par exemple pour $k = 12$ neutrons la situation $j = 6$ donnerait $(\Delta P_{126})_{||} = 0$, cependant que la situation $j = 5$ serait équivalente à l'émission des $(k - 2j) = 2$ neutrons dans un hémisphère). Du fait des fluctuations statistiques il existe toute une série de différentes valeurs possibles de j , pour chaque valeur de k . La probabilité thermodynamique, W_{kj} , d'une situation (kj) est donnée par (19) :

$$W_{kj} = \frac{k!}{(k-j)! \cdot j!} \quad (7)$$

Par exemple, pour préciser successivement l'influence de l'émission de $k = 13$ et 20 neutrons sur les spectres de P_{NF} nous avons procédé de la façon suivante : pour chaque k , nous avons d'abord tracé les spectres partiels de $(\Delta P_{kj})_{||}$ correspondant aux différentes valeurs de j comprises entre $k/2$ et 0. Dans la limite de notre simplification ces spectres sont respectivement $(k - 2j)$ fois

(1) Un problème analogue a été mentionné dans (6).

plus larges que le spectre de type 1n (fig. 19). Ensuite, nous avons réduit les hauteurs des courbes partielles de façon à réaliser les rapports des surfaces :

$$s_1/s_j = W_{k1}/W_{kj},$$

puis nous avons additionné toutes les courbes partielles ainsi obtenues, ce qui nous a donné les spectres représentés sur la figure 19.

Cette méthode simplifiée donne des résultats assez proches de ceux qu'on obtient par la méthode de Monte-Carlo avec un ordinateur électronique. Pour vérifier cela nous avons appliqué cette dernière méthode à un

cas particulier $k = 13$ neutrons. Les résultats de ce calcul concernant 192 événements sont représentés sur la figure 19 sous la forme de la courbe « en escalier ».

Le calcul a été fait de la façon suivante : en prenant au hasard un angle d'émission d'un neutron et une énergie cinétique (on tient compte de la forme du spectre) nous avons d'abord calculé la valeur de $\Delta P_{//}$ correspondante. En répétant ce procédé successivement $k = 13$ fois nous avons ensuite additionné les reculs partiels. Ce calcul est moins approximatif, la situation $j = k/2$ donne un recul résultat différent de zéro, dépendant des angles d'émission des neutrons.

CHAPITRE III

ESSAI DE CALCUL DE LA FISSION

En principe, plusieurs des grandeurs que nous avons mesurées (sections efficaces, quantité de mouvement transmise aux noyaux fissionnants) peuvent être prévues à partir du calcul théorique des largeurs de fission et d'émission de neutrons par évaporation, Γ_p et Γ_n , pour les différents noyaux en fonction de l'énergie d'excitation (23) (92) en tenant compte des résultats des calculs de cascade nucléaire par la méthode de Monte-Carlo (29). Ce calcul permettrait de plus de prévoir certaines caractéristiques de la fission que l'expérience ne permet pas encore de déterminer directe-

terme, il est nécessaire, d'une part, de faire plusieurs hypothèses simplificatrices et d'autre part, d'utiliser les valeurs numériques des masses nucléaires qui ne sont pas bien connues lorsqu'il s'agit d'isotopes très

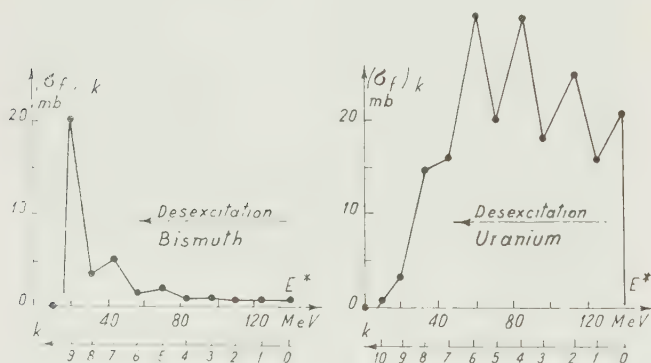


FIG. 21. — Section efficace partielle de fission $(\sigma_f)_k$ aux différentes étapes k des chaînes d'évaporation qui suivent les cascades nucléaires $(Op_c, 1nc)E_c^*$ dans les noyaux ^{209}Bi et ^{238}U .

ment, en particulier la probabilité de fission aux différentes étapes de la chaîne d'évaporation (fig. 2). Mais en réalité, pour mener le calcul numérique jusqu'à son

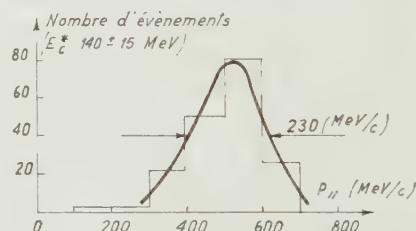


FIG. 22. — Distribution de quantité de mouvement des noyaux (composante parallèle aux faisceaux) après les cascades nucléaires $(Op_c, 1nc)E_c^*$ avec $E_c^* = 140 \pm 15$ MeV.

(D'après les résultats obtenus par la méthode de Monte-Carlo pour Bi (29) 178 événements).

pauvres en neutrons. Dans la suite de ce chapitre, nous allons présenter certains résultats de calculs (53) concernant surtout la cible de bismuth. Nous les comparerons aux valeurs expérimentales et nous discuterons l'influence des différents paramètres utilisés.

3.1 Méthode de calcul

Les largeurs Γ_p et Γ_n d'un noyau excité, assimilé à un gaz de Fermi de nucléons ont été calculées par Fujimoto et Yamaguchi (23).

$$\Gamma_F = \frac{T}{2\pi} e^{-B_F/T} \quad (8)$$

$$\Gamma_N = \frac{1}{2\pi} \frac{A^{3/2}}{K'} T^2 e^{-B_N/T} \quad \text{avec} \quad K' = \frac{\hbar^2}{2mr_0^2} \quad (9)$$

Dans ces formules B_N est l'énergie de liaison du neutron, B_F le seuil de fission, m la masse d'un nucléon, et T la température nucléaire (La température nulle est ici attribuée à l'état fondamental et non à l'énergie d'excitation $E^* = B_F$ comme le font certains auteurs (36)).

La possibilité d'utiliser cette notion de température nucléaire a été beaucoup discutée. Cette notion est indépendante de la méthode de Monte-Carlo qui nous donne les énergies d'excitation initiales, E_c^* , des noyaux composés formés. Pour relier l'énergie d'excitation E^* à la température nucléaire T nous avons admis une relation simple, valable pour un gaz de Fermi (77) :

$$E^* = \frac{AT^2}{a} \quad \text{avec} \quad a = \frac{4E_F}{\pi^2} \quad (10)$$

L'énergie du niveau de Fermi E_F qui détermine, dans ce modèle, le paramètre de densité des niveaux a , se calcule facilement (63) si l'on se fixe la masse du nucléon m , et le rayon nucléaire élémentaire r_0 :

$$E_F = \frac{\hbar^2 K_F^2}{2m} \quad \text{avec} \quad K_F = \sqrt[3]{\frac{9\pi}{8}} \cdot \frac{1}{r_0} \quad (11)$$

Pour $r_0 = 1,2$ fermi, on obtient $E_F = 32,3$ MeV et $a = 13,2$ MeV. Nous négligerons dans la suite de ce calcul l'influence des couches nucléaires sur la valeur du paramètre a (4).

Pour calculer la température nucléaire aux différentes étapes de la chaîne d'évaporation à l'aide de la formule (10) nous admettons que le spectre énergétique des neutrons peut s'exprimer par la formule de Weisskopf (55) (92) donc que l'émission d'un neutron diminue l'énergie initiale E^* d'une quantité $\Delta E^* = B_N + 2T$ (2T représente alors l'énergie cinétique moyenne du neutron émis).

L'énergie de liaison B_N figurant dans la formule (9) pourrait en principe être trouvée à partir des tables de masses expérimentales. Mais les masses exactes de plusieurs noyaux fissiles des chaînes d'évaporation n'étant pas connues, nous avons dû utiliser les tables des masses calculées à partir d'une formule semi-empirique (79).

Le seuil de fission B_F nécessaire pour calculer Γ_F se déduit du modèle de la goutte liquide. Dans ce modèle, on considère que le noyau, dans son état fondamental, est sphérique (rayon $R = r_0 A^{1/3}$) et qu'il possède une énergie de surface $E_s^0 = 4\pi R^2 S$ et une énergie coulombienne $E_c^0 = 3/5 \frac{Z^2 e^2}{R}$. En prenant les valeurs :

$$r_0 = 1,216 \cdot 10^{-13} \text{ cm} \quad \text{et} \quad S = 9,6 \cdot 10^{25} \text{ MeV/cm}^2$$

choisies par Green (28), on obtient :

$$E_s^0 = 17,80 \cdot A^{2/3} \text{ (MeV)} \quad \text{et} \quad E_c^0 = 0,710 \cdot A^{-1/3} \cdot Z^2 \text{ (MeV)}.$$

Dans les calculs théoriques, on utilise souvent le paramètre $x = E_c^0/2E_s^0$ qui détermine le seuil de fission B_F . Avec les valeurs de Green on obtient $x = (Z^2/A)/50,13$. Les noyaux seront de plus en plus susceptibles de subir la fission spontanée lorsque (Z^2/A) tendra vers 50,13 ($x \rightarrow 1$). Le seuil de fission d'une « goutte liquide » b_F se calcule alors à partir des formules de Swiatecki (87) :

$$b_F = E_s^0 \cdot 0,83 (1-x)^3 \\ = 14,77 (1-x)^3 \cdot A^{2/3} \quad \text{pour} \quad 1 > x > \frac{2}{3} \quad (12)$$

$$b_F = E_s^0 \cdot 0,38 \left(\frac{3}{4} - x\right) \\ = 6,76 \left(\frac{3}{4} - x\right) \cdot A^{2/3} \quad \text{pour} \quad \frac{2}{3} \geq x > \frac{1}{3} \quad (13)$$

Mais en appliquant ces formules aux noyaux de ^{238}U et ^{232}Th on obtient des seuils de 14,3 et 15,5 MeV, différents des valeurs expérimentales (tableau V). Swiatecki propose alors (88) d'introduire une correction Δ qui permet de tenir compte des effets négligés dans le modèle de la goutte liquide. Dans ces conditions, le seuil de fission d'un noyau serait $B_F = b_F + \Delta$, Δ étant la différence entre la valeur expérimentale de la masse nucléaire et sa valeur théorique M_0 calculée à partir de l'analogie avec la goutte liquide (28). Nous n'avons pas pu utiliser cette méthode de calcul de Δ puisque les masses expérimentales de plusieurs noyaux très pauvres en neutrons ne sont pas connues. Nous avons donc remplacé les masses expérimentales par les masses M_s calculées à partir de la formule semi-empirique de Seeger (79) qui tient compte de la déformation du noyau et des effets liés à l'existence de couches nucléaires. Ainsi calculées, les masses M_s sont beaucoup plus proches des valeurs expérimentales, que les masses M_0 , calculées à partir de la formule de Green (goutte liquide). Finalement, le seuil de fission d'un noyau (sans tenir compte de la rotation) est pris égal à :

$$B_F = b_F + \delta \quad \text{avec} \quad \delta = M_0 - M_s \quad (14)$$

Nous avons vérifié cette méthode de calcul sur les noyaux dont les seuils B_F ont été mesurés expérimentalement par photo-fission. Dans le tableau V, nous comparons les valeurs expérimentales de B_F (39) avec les valeurs que nous avons calculées. Nous voyons que les B_F se rapprochent beaucoup plus des résultats expérimentaux que les b_F déduits simplement de l'analogie avec la goutte liquide (1). Ce sont les valeurs de B_F

(1) Pour ajuster les sections efficaces calculées avec les valeurs expérimentales nous avons finalement ajouté encore un terme δ' dans la formule (14) (voir paragraphe 3.4).

ainsi calculées que nous avons introduites dans la formule (8) pour calculer Γ_F . La rotation éventuelle des noyaux fissionnants a été négligée parce que le moment angulaire maximum apporté par les protons de 156 MeV égal à $20 \hbar$ est relativement faible.

Dans les tableaux VI et VII nous présentons les résultats complets des calculs de la chaîne d'évaporation qui suit une cascade nucléaire typique emportant une faible énergie et une faible quantité de mouvement.

TABLEAU V

Comparaison des seuils de fission calculés avec les seuils expérimentaux.

Noyau :		²³² Th	²³³ Th	²³² Pa	²³³ U	²³⁵ U	²³⁷ U	²³⁸ U	²³⁹ U	²³⁷ Np	²³⁹ Pu
$X = \frac{Z^2/A}{50,13}$		0,697	0,694	0,712	0,725	0,719	0,713	0,710	0,707	0,729	0,738
$(B_F)_{\text{exp}}$	MeV	5,95	6,44	6,18	5,49	5,75	6,40	5,80	6,15	5,49	5,48
(b_F) calculé goutte liquide	MeV	15,54	16,05	13,27	11,63	12,05	13,41	13,87	14,31	11,34	10,35
$B_F = b_F + \delta$	MeV	5,8	8,0	6,2	4,7	5,3	5,7	5,8	6,1	4,3	3,5

TABLEAU VI

Résultat du calcul de la chaîne d'évaporation qui suit la cascade $^{209}_{83}\text{Bi} + p_{156} \rightarrow (1nc, 0pc)_{140}$.

Notations (on utilise les formules des paragraphes 3.1 et 3.2) :

K : nombre de neutrons émis ;

Z : numéro atomique du noyau ;

A : nombre de masse du noyau ;

E* : énergie d'excitation en mégaelectron-volts ;

T : température nucléaire en mégaelectron-volts, calculée avec le paramètre $a = 19$ MeV (voir discussion dans le texte).

B_F : seuil de fission en mégaelectron-volts (calculé avec $\delta' = 0,5$ MeV, voir formule (14)) ;

Γ_v et Γ_n : largeurs de fission et d'émission de neutrons par évaporation (en kiloelectron-volts) ;

$\gamma_F = \Gamma_F / (\Gamma_v + \Gamma_n)$;

$(\sigma_F)_{ik}$: Sect. eff. partielle de fission à l'étape k (en millibarns).

k	Z	A	E*	T	B_F	Γ_F	Γ_n	γ_F	$(\sigma_F)_{ik}$
0	84	209	140	3,57	21,9	1,21	880	0,0014	0,30
1	84	208	126,3	3,40	20,5	1,27	456	0,0028	0,55
2	84	207	111,3	3,20	19,5	1,15	510	0,0023	0,45
3	84	206	98,0	3,01	18,1	1,17	233	0,0050	0,97
4	84	205	83,5	2,78	17,0	0,99	246	0,0040	0,77
5	84	204	70,6	2,56	15,6	0,94	90,87	0,0103	1,98
6	84	203	56,7	2,30	14,5	0,68	84,31	0,0080	1,52
7	84	202	44,5	2,05	13,1	0,55	20,30	0,0263	4,95
8	84	201	31,2	1,78	11,9	0,26	12,44	0,0205	3,75
9	84	200	19,8	1,37	10,6	0,10	0,79	0,1119	20,0

TABLEAU VII

Résultats du calcul de la chaîne d'évaporation qui suit la cascade $^{238}\text{U} + p_{158} \rightarrow (\text{Inc}, \text{Opc})_{140}$.
Mêmes notations que dans le cas du bismuth (voir tableau VI) ($\delta' = 3 \text{ MeV}$).

k	Z	A	E^*	T	B_F	Γ_F	Γ_n	γ_F	$(\sigma_F)_{ik}$
0	93	238	140	3,34	7,15	62,68	490	0,113	21,1
1	93	237	125,3	3,17	6,82	58,63	568	0,093	15,8
2	93	236	112,2	3,01	6,60	53,15	269	0,165	25,2
3	93	235	97,9	2,8	6,22	49,00	301	0,140	18,0
4	93	234	85,1	2,63	5,97	43,21	121	0,263	31,0
5	93	233	71,2	2,41	5,53	38,70	125	0,236	20,2
6	93	232	58,9	2,20	5,22	32,55	37,80	0,461	31,0
7	93	231	45,6	1,94	4,71	27,01	31,8	0,459	16,7
8	93	230	33,9	1,67	4,37	19,59	4,97	0,798	15,4
9	93	229	21,2	1,33	3,79	12,14	1,84	0,868	3,5
10	93	228	10,5	0,93	3,41	3,88	0,01	0,997	0,5

3.2 Calcul de la section efficace de fission

Affectons d'un indice i chaque cascade possible présentée dans le tableau I de notre introduction. Ce tableau donne N_i nombre de cascades de chaque type, y compris les cas limites : formation directe du noyau composé, et transparence. Ce tableau étant fait pour 1 142 protons qui pénètrent dans un noyau donné (section géométrique $= \pi R^2$), nous pouvons facilement calculer la probabilité d'une cascade donnée $W_i = N_i / 1142$. A chaque étape, K , de la chaîne d'évaporation, qui suit cette cascade i , correspond l'énergie d'excitation :

$$E^* = E_c - \sum_{l=0}^{K-1} (B_n + 2T)$$

liée à la température nucléaire correspondante. Nous pouvons donc calculer pour chaque étape (K) de notre chaîne d'évaporation (i) les largeurs : Γ_F , Γ_n et les rapports :

$$\gamma_F = \Gamma_F / (\Gamma_F + \Gamma_n), \quad \gamma_n = \Gamma_n / (\Gamma_F + \Gamma_n) = (1 - \gamma_F).$$

La probabilité partielle de fission $(\omega_F)_{ik}$, après l'évaporation de k neutrons (étape k , fig. 2), est un produit de $(\gamma_F)_{ik}$ par la probabilité de ne pas fissionner aux étapes précédentes $l = 0, 1, 2, \dots (k-1)$, c'est-à-dire par la probabilité de formation d'un noyau (ik) :

$$(\omega_F)_{ik} = (\gamma_F)_{ik} \cdot W_i \cdot [\gamma_{n0} \cdot \gamma_{n1} \cdot \gamma_{n2} \dots \gamma_{n(k-1)}] i \\ = (\gamma_F)_{ik} \cdot W_i \cdot \prod_{l=0}^{k-1} (\gamma_n)_{il}$$

On peut évidemment écrire aussi que :

$$(\omega_F)_{ik} = (\gamma_F)_{ik} \left[W_i - \sum_{l=0}^{k-1} (\omega_F)_{il} \right].$$

La section efficace partielle de fission à l'étape k de la chaîne est donc égale à :

$$(\sigma_F)_{ik} = (\omega_F)_{ik} \cdot \pi R^2. \quad (15)$$

A titre d'exemple nous présentons dans les tableaux VI et VII les résultats des calculs des chaînes d'évaporation dans le Bi et U après une cascade $(\text{Opc}, \text{Inc})_{140} \text{ MeV}$. On voit (fig. 21) que, contrairement à ce que l'on observe dans les cas du bismuth, dans le cas d'uranium beaucoup de noyaux très excités fissionnent avant le refroidissement préalable par l'émission des neutrons. Le calcul montre également que la contribution de cascades à faible énergie d'excitation initiale E_c^* est dans le cas du bismuth beaucoup moins importante que pour l'uranium.

La section efficace de fission mesurée expérimentalement doit être égale à la somme de toutes les sections efficaces partielles :

$$\sigma_F = \sum_i \sum_{k=0}^{k_{\max}} (\sigma_F)_{ik} \quad (16)$$

$k_{\max}$ correspond à la dernière étape où encore à $(E^*)_k > (B_F)_k$;

i : toutes les cascades dont la probabilité n'est pas négligeable (tableau I).

Or, en utilisant les formules citées plus haut et la constante $a = 13,2$ MeV déduite du modèle du gaz de Fermi, nous avons trouvé pour le bismuth une valeur $\sigma_F = 331$ mb, supérieure à celle mesurée expérimentalement (pour U et Au respectivement 1 520 et 363 mb). Si on remplace la valeur théorique du coefficient a (formule (12)) par la valeur empirique $a = 19$ MeV, assez généralement admise (82), les chaînes d'évaporation deviennent un peu plus courtes et on obtient pour le bismuth $\sigma_F = 181$ mb, valeur assez proche de l'expérience. Pour obtenir un accord total entre ces deux valeurs, sans changer la méthode de calcul, nous avons supposé que les masses nucléaires M_s ne sont pas exactes et nous avons cherché empiriquement le terme correctif, δ' , qu'il faut ajouter à la formule (14) donnant le seuil de fission. Dans la limite où δ' ne dépasse pas quelques mégaélectron-volts, ce procédé peut sembler légitime parce que les différences entre les masses nucléaires indiquées par les différentes tables (9) (21) (47) (79) sont de cet ordre de grandeur (il s'agit évidemment des isotopes très éloignés de la ligne de stabilité dont la contribution dans la section efficace de fission est dominante pour les cibles légères). En conservant $a = 19$ MeV nous avons trouvé que les valeurs $\delta' = 3$; 0,5 et 4 MeV respectivement pour l'uranium, le bismuth et l'or, donnent des sections efficaces de 1 360, 125 et 22 mb en bon accord avec nos résultats expérimentaux (voir tableau II).

3.3 Transfert de quantité de mouvement

Nous pouvons déduire du calcul précédent la quantité de mouvement moyenne transmise par les protons incidents aux noyaux-cibles et la comparer à celle que nous avons déterminée expérimentalement. En effet, nous avons classé les cascades suivant l'énergie d'excitation résiduelle E_c^* (tableau I) et par l'addition des sections efficaces partielles, nous pouvons facilement trouver

$(\sigma_F)_{E_c^*}$, section efficace de la fission consécutive à une énergie E_c^* donnée. Les résultats concernant le bismuth sont présentés dans le tableau VIII.

Ce tableau nous permet de trouver une énergie d'excitation moyenne primaire dans le cas de la fission : $E_c^* = 149$ MeV (aux faibles valeurs de E_c^* correspondant les réactions nucléaires autres que la fission). D'autre part la méthode de Monte-Carlo pour chaque cascade donne directement la valeur $P_{//}$ (composante parallèle au faisceau) du noyau résiduel. Nous avons vérifié qu'il existe dans notre domaine la relation statistique suivante, entre la valeur moyenne $P_{//}$ et l'énergie d'excitation primaire E_c^* de noyaux lourds :

$$\bar{P}_{//} = P_p \left(\frac{E_c^*}{E_p} \right)^{0,8} \quad (17)$$

où E_p et P_p sont l'énergie et la quantité de mouvement des protons incidents (les calculs faits avec :

$$E_p = 136 \text{ MeV (1) et } E_p = 450 \text{ MeV (75) (76)}$$

confirment la validité de cette relation). Dans notre cas $E_p = 156$ MeV et $P_p = 563$ MeV/c, donc à une énergie moyenne $E_c^* = 149$ MeV doit correspondre $(\bar{P}_{NF})_{//} = 520$ MeV/c, valeur proche des résultats de nos mesures ($\bar{P}_{NF} = 464 \pm 56$ MeV/c). De même pour l'uranium on trouve $(P_{NF})_{//} = 400$ MeV/c cependant que la valeur expérimentale est 300 ± 100 MeV/c (1).

La méthode de calcul de Monte-Carlo donne pour chaque valeur de l'énergie E_c^* un spectre de $P_{//}$. A titre d'exemple, nous présentons sur la figure 22 le spectre de la quantité de mouvement calculée correspondant à l'énergie d'excitation (140 ± 15) MeV. La largeur à mi-hauteur de ce spectre est assez petite par rapport à la valeur moyenne et nous pensons (voir également tableau VIII) que pour le bismuth l'influence du spectre

TABLEAU VIII

Sections efficaces partielles des fissions de bismuth consécutives aux différentes énergies d'excitation résiduelles E_c^* .

E_c^*	MeV	162	140 ± 15,5	109 ± 15,5	78 ± 15,5	47 ± 15,5	16 ± 15,5
$(\sigma_F)_B$	mb	65	52	7	1	0,1	0
P. 100		52	41,5	5,6	0,8	0,1	0

(1) Les valeurs calculées sont basées sur un nombre d'événements limité, donc l'énergie E_c^* et la forme même de l'expression (17) sont approximatives.

propre de $(P_{NF})_{//}$ sur la largeur de corrélations angulaires entre les deux fragments de fission (fig. 18) n'est pas très grande.

Cette méthode de calcul, permettant d'aboutir rapidement à l'ordre de grandeur de P_{NF} , peut être remplacée par une autre méthode où l'on n'aura besoin d'utiliser ni la valeur moyenne de E_c^* , ni même la relation 17. En effet, chaque événement i , calculé par la méthode de Monte-Carlo se caractérise par une valeur de quantité de mouvement du noyau résiduel P_i et une

probabilité de fission $(\omega_f)_i = \sum_{k=0}^{K_{\max}} (\omega_f)_{ik}$ (voir formule (15)). On pourra donc tracer directement le spec-

tre de P_{NF} ⁽¹⁾. La valeur moyenne du vecteur P_{NF} est évidemment égale à :

$$P_{NF} = \sum_i p_i \cdot (\omega_f)_{ik}.$$

Dans les références (1) (76) on peut trouver les spectres de P (composantes parallèles et perpendiculaires au faisceau) qui ont été ainsi tracés sans tenir compte d'une réaction particulière après la cascade (on remplace $(\omega_f)_i$ par la probabilité de la cascade W_i). La comparaison entre le spectre expérimental de $\bar{P}_{NF}$ et le spectre global obtenu directement par la méthode de calcul de Monte-Carlo peut fournir des indications sur le comportement de $\gamma_F = \Gamma_F / (\Gamma_F + \Gamma_N)$ en fonction d'énergies d'excitation.

RÉSUMÉ ET CONCLUSION

Nous avons vu que la méthode de comptage individuel des fragments de fission par les méthodes électroniques, appliquée pour la première fois à l'étude de la fission induite par les protons de grande énergie, fournit directement beaucoup d'informations. L'avantage par rapport aux méthodes radiochimiques et à la méthode des émulsions nucléaires les plus souvent utilisées dans ce domaine consiste non seulement en la simplicité relative de cette méthode mais surtout dans le fait que plusieurs valeurs importantes telles que : section efficace, transfert de quantité du mouvement, énergie cinétique, etc., sont ici mesurés *directement* et que nous n'avons pas besoin de connaître les schémas de désintégration ou les périodes de décroissance des noyaux formés ni la relation entre l'énergie et le parcours des fragments de fission, etc. Remarquons de plus que les fragments de fission sont ici enregistrés immédiatement après leur formation ($t < 10^{-6}$ sec) donc avant leur désintégration radioactive ultérieure. L'ensemble de nos résultats les plus importants concernant les cibles : U, Bi et Au est résumé dans le tableau IX ⁽²⁾.

La détermination des *sections efficaces différentielles* de fission $(d\sigma_F/d\Omega)_\theta$ a donné les distributions angulaires des fragments de fission, $R(\theta)$, et les sections efficaces totales de fission σ_F . Les *spectres d'énergie cinétique* des fragments individuels E_1 , et les spectres de somme des énergies cinétiques des deux fragments, $E = E_1 + E_2$, ont été également mesurés. L'analyse de la *corrélation angulaire* entre les deux fragments de fission nous a

fourni les spectres des quantités de mouvement des noyaux fissionnants, P_{NF} .

La comparaison des valeurs expérimentales de σ_F avec les résultats de nos calculs numériques montre que les considérations théoriques adoptées, basées sur un grand nombre de simplifications donnent encore un accord assez bon avec l'expérience à condition d'ajuster d'une manière raisonnable un certain nombre de paramètres. Étant donné que les valeurs moyennes de $\bar{P}_{NF}$ déterminées par le même calcul sont aussi en accord avec l'expérience, nous pensons que l'on peut avoir confiance dans ces calculs, pour les noyaux étudiés, également dans le cas où il n'y a pas encore de données expérimentales. En particulier, les calculs montrent que dans le cas des cibles de Bi et Au la majorité des noyaux subissent la fission après refroidissement préalable par émission de neutrons, tandis que pour l'uranium la distribution des noyaux fissionnants entre les différentes étapes de la chaîne d'évaporation est approximativement uniforme. Sans pouvoir donner une preuve expérimentale directe de cet aspect de la fission, nous avons remarqué que l'importance relative des fissions de noyaux ayant de grandes énergies d'excitation dans la chaîne de l'uranium peut expliquer le fait que dans ce cas la valeur expérimentale de largeur à mi-hauteur ΔE est beaucoup plus grande que pour les autres cibles.

L'ensemble de nos résultats montre que l'uranium qui a un seuil de fission très faible par rapport à l'énergie

⁽¹⁾ Étant donné que ce sont les valeurs relatives de $(\omega_f)_{ik}$ qui déterminent la *forme* du spectre nous pensons que les approximations faites pendant le calcul de la chaîne d'évaporation (voir § 3.3) ne vont pas jouer un rôle aussi

important que dans le calcul des sections efficaces absolues.

⁽²⁾ La notation utilisée est décrite dans le texte qui suit le tableau.

TABLEAU IX
Résumé des résultats essentiels.

Résultat	Cible	Uranium	Bismuth	Or
$(d\sigma_F/d\Omega)_{90^\circ}$	mb/stérad	103	9,55	1,87
$R(\theta)$ (1*)	$b =$	$0,06 \pm 0,02$	$0,13 \pm 0,02$	$0,12 \pm 0,03$
	mb	1370 ± 250	126 ± 20	24 ± 4
σ_F	$\frac{\sigma_F}{\pi R^2}$ (2*)	0,77	0,081	0,016
$\bar{E}_1$ (3*)	MeV	83 (7*)	77	72
$\bar{E} = (\bar{E}_1 + \bar{E}_2)$	MeV	166	154	144
ΔE (4*)	MeV	41	27	26
	MeV/c	296	464	498
$\bar{P}_{NF}$	$\frac{\bar{P}_{NF}}{P_p}$ (5*)	$0,52 \pm 0,17$	$0,82 \pm 0,11$	$0,89$ (6*)
	MeV/c	472	490	490
$\Delta \bar{P}_{NF}$ (4*)	$\frac{\Delta \bar{P}_{NF}}{P_{NF}}$	1,6	1,0	1,0

(1*) $R(\theta) \equiv (d\sigma_F/d\Omega)_\theta / (d\sigma_F/d\Omega)_{90^\circ} = 1 + b \cos^2 \theta$.
 (2*) Avec $R = 1,2 \cdot A^{1/3}$ fermi.
 (3*) Valeur moyenne à ± 3 MeV.
 (4*) Largeur à mi-hauteur.
 (5*) P_p quantité de mouvement des protons incidents (563 MeV/c).
 (6*) Valeur approximative (voir figure 18 et tableau IV).
 (7*) Voir courbe n° 15 pour la décomposition du spectre en deux composantes (deux modes de fission).

moyenne d'excitation initiale possède plusieurs particularités qu'on n'observe pas dans le cas des cibles plus légères (bismuth et or) qui ont un seuil de fission beaucoup plus grand :

1° Le spectre d'énergie cinétique des fragments individuels pour l'uranium, E_1 , peut être décomposé en deux parties dont chacune correspondrait à un mode de fission différent : modes symétrique et asymétrique. Approximativement la moitié des noyaux fissionnent suivant le mode asymétrique.

2° La quantité de mouvement moyenne des noyaux fissionnants, $\bar{P}_{NF}$, dans le cas d'une cible d'uranium est environ deux fois plus petites que pour l'or et le bismuth. Les noyaux à faible seuil de fission peuvent fissionner même après des cascades importantes qui laissent à ces noyaux peu d'énergie d'excitation et en même temps peu de quantité de mouvement. Dans le cas des noyaux à grand seuil de fission des cascades importantes existent naturellement aussi mais les noyaux résiduels après ces cascades ne subiront la fission que beaucoup plus rarement.

3° L'anisotropie représentée par le coefficient b est pour l'uranium également deux fois plus faible que dans le cas des cibles de Bi et Au.

4° Contrairement à Bi et Au, le spectre de l'énergie cinétique totale E (voir fig. 16 et 17) est pour l'uranium légèrement asymétrique (la composante asymétrique du côté des faibles énergies représente environ 10 p. 100 de la surface totale) et est beaucoup plus large que pour les autres cibles.

5° Les spectres d'énergie cinétique des fragments individuels, E_1 , de l'uranium possèdent une composante non négligeable du côté des énergies faibles (voir fig. 7 et 14) alors que les spectres correspondants pour Bi et Au ne comportent pas une telle composante (fig. 12 et 13).

Les conclusions 2 et 3 permettent de penser que la diminution de l'anisotropie en fonction de l'énergie incidente est due essentiellement à la distribution du moment angulaire initial du système proton-noyau cible entre les particules de la cascade et les noyaux rési-

duels (66) ⁽¹⁾. Si cela est vrai, on peut se faire l'image suivante du comportement de l'anisotropie en fonction de l'énergie :

Lorsque toutes les fissions sont précédées par la formation directe de noyaux composés sans cascade intermédiaire, l'anisotropie augmente en fonction de l'énergie des protons incidents, puisque alors augmente aussi la composante du moment angulaire du noyau fissionnant, perpendiculaire au faisceau, qui est responsable de l'anisotropie (36). Pour expliquer la diminution de l'anisotropie qu'on observe à partir de quelques dizaines de mégaelectron-volts, on avait pensé que celle-ci était due à l'émission de neutrons. Cette explication n'est pas satisfaisante puisque la majeure partie des neutrons d'évaporation (voir fig. 20) doit être des neutrons S, donc leur émission ne doit pas changer beaucoup le moment angulaire. Nous pensons que la diminution de l'anisotropie est due au fait que le pour-

centage de fissions précédées par une cascade faible ou nulle diminue en fonction de l'énergie. Dans le cas extrême où toutes les fissions sont précédées par des cascades nucléaires très importantes la fraction du moment angulaire initial qui est transmise aux noyaux fissionnants est nulle et la distribution angulaire des fragments sera isotrope (on aura également $\bar{P}_{NF} = 0$).

En ce qui concerne les remarques nos 4 et 5 on peut faire plusieurs hypothèses (fission très asymétrique, fragmentation, tripartition...) mais des expériences plus détaillées sont nécessaires. En particulier, une analyse bidimensionnelle d'énergie, la détermination de la distribution angulaire des particules d'énergie inférieure à 60 MeV et une étude plus détaillée de tous les phénomènes discutés dans ce travail en fonction de l'énergie dans un domaine étendu, doivent fournir des renseignements sur plusieurs problèmes qui se sont posés et que nous n'avons pas encore résolus.

BIBLIOGRAPHIE

- (1) BIELAEV (B. N.) et MOURIN (A. N.), p. 203 dans la réf. (70).
- (2) BLATT (J. M.) and WEISSKOPF (V. F.). — *Theoretical Nucl. Phys.*, N. Y., 1952.
- (3) BLINOV (V. A.), KARAMIAN (S. A.), MATVEEV (O. A.), NEMILOV (J. A.) et SELICKI (J. A.). — *Atomnaia Energ.*, 1962, **11**, 476.
- (4) BODANSKY (D.). — *Annual Review of Nuclear Sciences*, 1962, **12**, 109.
- (5) BOHR (N.) and WHEELER (J.). — *Phys. Rev.*, 1939, **56**, 426.
- (6) BORISOVA (N. I.), KUZNECOVA (M. J.), KURTACHOVA (L. N.), MECHEDOV (V. L.) et CHISTIAKOV (V. T.). — *J. Exptl. Theoret. Phys. (URSS)*, 1959, **37**, 366.
- (7) BRITT (H. C.) and WEGNER (H. E.). — *R. S. L.*, 1963, **34**, 274.
- (8) BRUNIX (E.) and RUDSTAM (G.). — *Nucl. Instr. and Meth.*, 1961, **13**, 131.
- (9) CAMERON (A. G. W.). — Chalk River, 1957 (Rapport CRP-690).
- (10) CARSWELL (D. J.) and MILSTAD (J.). — *J. Nucl. Energy*, 1957, **4**, 51.
- (11) CHAUDHRY (R.), VANDENBOSCH (R.) and HUIZENGA (J. R.). — *Phys. Rev.*, 1962, **126**, 220.
- (12) COHEN (S.) and SWIATECKI (W. J.). — *Annals of Physics*, 1962, **19**, 67.
- (13) COLARD (J.) and GAL (J.). — *Nucl. Instr. and Meth.*, 1962, **16**, 195.
- (14) CARVALHO (H. G. DE), POTENZA (G.), RINZIVILLO (R.), SASSI (E.) and VANDERHAEGHE (G.). — *Nuovo Cimento*, 1962, **25**, 880.
- (15) EISMONT (V. P.), p. 61 dans la réf. (70).
- (16) FAIRHALL (A. W.). — *Phys. Rev.*, 1956, **102**, 1335 et p. 452 dans la réf. (94) (1958).
- (17) FAISSNER (H.) and SCHREIDER (H.). — *Nucl. Phys.*, 1960, **19**, 346.
- (18) FARWELL (G. W.), ROBERTS (J. E.) and WAHL (A. C.). — *Phys. Rev.*, 1954, **94**, 363.
- (19) FLEURY (P.) et MATHIEU (J. P.). — *Physique Générale et Expérimentale*, **2**, édit. Eyrolles, Paris, 1955.
- (20) FOLGER (R. L.), STEVENSON (P. C.) and SEABORG (G. T.). — *Phys. Rev.*, 1955, **98**, 107.
- (21) FORMAN (B. M.) and SEABORG (G. T.). — *J. Inorg. Nucl. Chem.*, 1958, **7**, 305.
- (22) FRENKEL (J.). — *Phys. Rev.*, 1939, **55**, 987; *J. Phys. USSR*, 1939, **1**, 125.
- (23) FUJIMOTO (Y.) and YAMAGUCHI (Y.). — *Progr. Theor. Phys.*, 1950, **5**, 76 et 787.
- (24) FULMER (C. B.). — *Phys. Rev.*, 1959, **116**, 418.
- (25) GOLDANSKI (V. I.), PENKINA (V. S.) et TARUMOV (E. Z.). — *J. Exptl. Theoret. Phys. (URSS)*, 1955, **29**, 778.
- (26) GORDON (G. E.). — Thèse, 1960, UCRL 9083.
- (27) GORODYNSKI (V. A.), ROMANOV (J. F.), SOROKINA (A. V.) et JAKUTIN (M. I.). — *Pribory Techn. Instr.*, 1959, **5**, 128.
- (28) GREEN (A. E. S.). — *Phys. Rev.*, 1954, **95**, 1096.
- (29) GRADSTAJN (E.). — Orsay, Lab. Joliot-Curie (à paraître).
- (30) GROSS (E.). — Thèse, 1956, UCRL-3300.
- (31) HAAG (J. N.). — Rapport interne du Laboratoire Joliot-Curie, Orsay, 1962.
- (32) HAHN (O.) et STRASSMAHN (F.). — *Naturwiss.*, 1939, **27**, 11 et 89.
- (33) HAINES (E. L.). — Thèse 1962, UCRL, 10342.
- (34) HALPERN (I.). — Nuclear Fission, dans *Annual Review of Nucl. Science*, 1959, **9**, 245.
- (35) HALPERN (I.). — *Nucl. Phys.*, 1959, **11**, 522.

(1) La direction du moment angulaire du noyau fissionnant peut être quelconque même quand le moment angulaire du système avant la collision est perpendiculaire au faisceau.

- (36) HALPERN (I.) et STRUTINSKI (V.). — Rapport P/1513, 1958, dans la réf. (94).
- (37) HILL (D. L.) and WHEELER (J. A.). — *Phys. Rev.*, 1953, **89**, 1102.
- (38) HUIZENGA (J. R.) and VANDENBOSCH (R.). — Nuclear Fission dans le volume 2 de *Nuclear Reactions*, edited by P. M. Endt and P. B. Smith, North Holland Publ. Co., 1962.
- (39) HYDE (E. K.). — *A review of nuclear fission*, UCRL-9036 rev. (vol. 1) de 1962 et UCRL-9065 (vol. 2) de 1960.
- (40) IVANOVA (N. S.). — *J. Exptl. Theoret. Phys. (URSS)*, 1956, **31**, 413.
- (41) JOLIOT (F.). — *C. R.*, 1939, **208**, 341 et 647.
- (42) JORDA (L. G.) and SUGARMAN (N.). — *Phys. Rev.*, 1955, **99**, 1470.
- (43) JUNGEMAN (J.). — *Phys. Rev.*, 1950, **79**, 452.
- (44) JUNGEMAN (J.) and WRIGHT (J. C.). — *Phys. Rev.*, 1949, **76**, 1112.
- (45) KELLY (E. L.) and WIEGAND (C.). — *Phys. Rev.*, 1948, **73**, 1135.
- (46) KJELBERG (A.) and PAPPAS (A. C.). — *Nucl. Phys.*, 1956, **1**, 322.
- (47) KONIG (L. A.), MATTANS (J. H. E.) and WAPSTRA (A. H.). — *Nucl. Phys.*, 1962, **31**, 18. Voir aussi *Nucl. Phys.*, 1963, **28**, 29.
- (48) KOWALSKI (L.). — *J. Phys. Rad.*, 1960, **21**, 779.
- (49) KOWALSKI (L.) et SÉBAOUN (W.). — *J. Phys. Rad.*, 1962, **23**, 63.
- (50) KOWALSKI (L.) et RADVANYI (P.). — *Postepy Fizyki (Pol.)*, 1962, **13**, 462.
- (51) KOWALSKI (L.), STEPHAN (C.), LANGEVIN-JOLIOT (H.) et RADVANYI (P.). — *Physics Letters*, 1962, **2**, 256.
- (52) KOWALSKI (L.) et STEPHAN (C.). — A paraître dans *J. Phys. Rad.*, 1963.
- (53) KOWALSKI (L.) et STEPHAN (C.). — Rapport interne du Laboratoire Joliot-Curie, Orsay E 63-02 (1963).
- (54) KRUGER (P.) and SUGARMAN (N.). — *Phys. Rev.*, 1955, **99**, 1459 et 1470.
- (55) LE COUTEUR (K. J.). — Statistical Model, dans le volume 1 de *Nuclear Reactions*, edited by P. M. Endt and M. Demeur, North Holland Publ. Co., 1959.
- (56) LEFORT (M.), SIMONOFF (G.) et TARRAGO (X.). — *Nucl. Phys.*, 1960, **19**, 173.
- (57) MEADOWS (J. W.). — *Phys. Rev.*, 1958, **110**, 1109.
- (58) MEITNER (L.) et FRISCH (O. R.). — *Nature*, 1939, **143**, 239 et 471.
- (59) MELKONIAN (E.). — *Nucl. Instr. and Meth.*, 1961, **11**, 307.
- (60) METROPOLIS (N.), BIVINS (R.), STROM (H.), TURKEVICH (A.), MILLER (J. M.) and FRIEDLANDER (G.). — *Phys. Rev.*, 1958, **110**, 185 (les résultats de ces calculs pour des protons 156 MeV sont cités dans la réf. (56)).
- (61) MICHALOWICZ (A.). — *Cinématique des réactions nucléaires*. Lab. Joliot-Curie, cours polycopiés, 1961.
- (62) MILTON (J. C. D.) and FRASER (J. S.). — *Phys. Rev.*, 1958, **111**, 877.
- (63) MOSZKOWSKI (S. A.). — *Handbuch der Physik*, 1957, **39**, 526, édit. Springer-Verlag, Berlin.
- (64) NIX (J. R.). — UCRL-10695, 1963.
- (65) OBUCHOV (I. A.) et PERFILOV (N. A.). — *J. Exptl. Theoret. Phys. (URSS)*, 1961, **40**, 1250.
- (66) OBUCHOV (A. I.). — Voir p. 217 dans la réf. (51); voir aussi *J. Exptl. Theoret. Phys. (URSS)*, 1962, **38**, 271.
- (67) O'CONNOR (P. R.) and SEABORG (G. T.). — *Phys. Rev.*, 1948, **64**, 1189.
- (68) OSTROUMOV (V. I.). — *Dokl. Akad. Nauk URSS*, 1955, **103**, 409.
- (69) PERFILOV (N. A.), IVANOVA (N. S.), LOZKIN (O. V.), OSTROUMOV (V. I.) et SHAMOV (V. P.), p. 79 dans la réf. (95).
- (70) PERFILOV (N. A.) et EISMONT (V. P.). — *Physique de la fission des noyaux atomiques*, Gosatomizdat, Moscou, 1962.
- (71) PERFILOV (N. A.), LOZKIN (O. V.) et CHAMOV (V. P.). — *Uspechi fiz. nauk.-Russ.*, 1960, **70**, 3.
- (72) PERLMAN (I.), GOECKERMANN (R. H.), TEMPLETON (D. H.) and HOWLAND (J. J.). — *Phys. Rev.*, 1947, **72**, 352; 1949, **73**, 1127, **76**, 628.
- (73) PIK-PITCHAK (G. A.) et STRUTINSKI (V. M.), p. 12 dans la réf. (70).
- (74) PLASIL (F.). — Berkeley, communication privée, 1963.
- (75) PORILE (N. T.) and SUGARMAN (N.). — *Phys. Rev.*, 1957, **107**, 1410 et 1422.
- (76) PORILE (N.). — *Phys. Rev.*, 1960, **120**, 572.
- (77) PRESTON (M. A.). — *Physics of the nucleus*, p. 513, Addison-Wesley Publ. Co., 1962.
- (78) PROTOPOPOV (A. N.), p. 24 dans la réf. (70).
- (79) SEEGER (P. A.). — *Nucl. Phys.*, 1961, **25**, 1.
- (80) SELICKI (J. A.). — *Atomnaia Energ.*, 1959, **7**, 544.
- (81) SHAMOV (V. P.). — *Atomnaia Energ.* (supplém. Ent. fission), p. 135, 1957.
- (82) SIMONOFF (G.). — Thèses, 1961, Labo. Joliot-Curie, Orsay.
- (83) SOLOVIEVA (Z. I.) et FILOV (R. A.). — *J. Exptl. Theoret. Phys. (URSS)*, 1961, **43**, 1146.
- (84) STEIN (W. E.). — *Phys. Rev.*, 1957, **108**, 94.
- (85) STEINER (H. M.) and JUNGEMAN (J. A.). — *Phys. Rev.*, 1956, **101**, 807.
- (86) STEVENSON (P. C.), HICKS (H. G.), NERVIK (W. E.) and NETHAWAY (D. R.). — *Phys. Rev.*, 1958, **111**, 886.
- (87) SWIATECKI (W.). — Oxford Conference, 1962 (à paraître UCRL).
- (88) SWIATECKI (W.). — Communication privée.
- (89) TERRELL (J.). — *Phys. Rev.*, 1959, **113**, 527.
- (90) VINOGRADOV (A. P.), ALIMARIN (I. P.), VARANOV (V. I.), LAWRUCHINA (A. K.), BARANOVA (T. W.), PAWLOKKAIA (F. I.), BRAGINA (A. A.) et JAKOVLEV (J. V.), p. 97 de la réf. (95).
- (91) WEGNER (H. E.), BRITT (H. L.) and SHLAER (W. J.). — *Bull. Amer. Phys. Soc.*, série II, 24 janvier 1962, **7**, 36 (Voir aussi réf. (7)).
- (92) WEISSKOPF (V.). — *Phys. Rev.*, 1937, **52**, 295.
- (93) WOLKE (R. L.) and GUTMAN (J. R.). — *Phys. Rev.*, 1957, **107**, 850. Voir aussi p. 1410.
- (94) *Actes de la première (1955) et de la deuxième (1958). Conférences internationales des Nations Unies sur l'utilisation de l'énergie atomique à des fins pacifiques*, Genève.
- (95) *Conférence de l'Académie des Sciences d'U. R. S. S. sur l'utilisation de l'énergie atomique à des fins pacifiques*, Moscou, 1955.
- (96) Voir p. 151, vol. 2 dans la réf. (39).
- (97) Voir p. 168 dans la réf. (39).

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

L'origine des composantes primaires des rayons cosmiques

VU ET APPROUVÉ :

Paris, le 5 juin 1963.

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

MARC ZAMANSKY.

VU ET PERMIS D'IMPRIMER :

Le Recteur de l'Académie de Paris,

JEAN ROCHE.

L. KOWALSKI

Imprimé avec les *Annales de Physique*.

Le Gérant : G. MASSON

DÉPÔT LÉGAL : 1963, 4^e TRIMESTRE, N^o D'ORDRE 4081, MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS, PARIS
Printed in France. IMPRIMERIE BARNÉOUD S. A., LAVAL, N^o 4751. — 11-1963.



Thèse publiée par les *ANNALES DE PHYSIQUE*, 13^e Série - Tome 8, 1963